Nur für den Dienstgebrauch!

Reichsberichte für PHYSIK

HERAUSGEGEBEN IM AUFTRAG DES REICHSFORSCHUNGSRATS
VON PROF. DR. W. GERLACH
LEITER DER FACHSPARTE PHYSIK

Beihefte zur Physikalischen Zeitschrift

SCHRIFTLEITUNG: DR. LUDWIG BEWILOGUA

Alle Manuskripte und darauf bezüglichen Zuschriften sind an den Schriftleiter unter der Adresse Dr. Ludwig Bewilogua, Schriftleitung der Physikalischen Zeitschrift, Berlin-Dahlem, Boltzmannstraße 20, zu senden

Nr. 2 — Ausgegeben im August 1944 — 1. Jahrgang

Nr. 2 / Printed in Germany

INHALT:

Abhandlungen:

E. Rohloff, Die Anodenflamme des Hochstromkohlebogens. S. 47—58. Mit Tafel III und IV.

W. Bartholomeyczyk und R. Seeliger, Über die Erzeugung von Ionenstrahlen. S. 59—62.

E. Bagge, Resonanzbedingung und Dee-Form beim Zyklotron. S. 63—69.

W. Hoppe und G. Scheibe, Die Richtungsabhängigkeit der Lichtabsorption von Graphit. S. 69—70.

AUSLIEFERUNG DURCH S. HIRZEL VERLAG IN LEIPZIG

Behandlungsvorschrift

Die Reichsberichte sind nur für den Dienstgebrauch des Empfängers bestimmt. Weiterleitung an Persönlichkeiten außerhalb des Dienstbereichs und Verwendung zu Veröffentlichungen ist ausgeschlossen.

Die Reichsberichte sind unter gesichertem Verschluß zu halten.

REICHSBERICHTE FÜR PHYSIK

Nr. 2 1. Jahrgang

ABHANDLUNGEN

Die Anodenflamme des Hochstromkohlebogens

Von Ernst Rohloff

Mit Tafel III und IV

Zusammenfassung

1. Das Verhalten der Anodenflammen (Dampfstrahlen, die aus dem Anodenkrater hervorbrechen) von Hochstrombogen wurde anschließend an das Kurzschließen des Bogens mit einer Drehspiegelapparatur untersucht. Es ergab sich, daß praktisch gleichzeitig mit dem Zusammenbrechen des Feldes die Flamme sich von der Anode abzulösen beginnt, wobei die Helligkeit des nachströmenden Dampfes sofort geringer wird. Dies ist eine Bestätigung dafür, daß das von der Anode verdampfende Material in einem anomalen Anodenfall dicht vor der Anode auf höhere Temperatur gebracht wird. Weiter ergaben sich die Nachleuchtdauern der abgelösten Flammen zu einigen 10^{-3} sec, womit sich das Leuchten dieser Flammen als thermisch erwies.
2. Es wurden dieselben Messungen wie unter 1. mit einer neu entwickelten Zeitlupenapparatur gemacht. Aus hiermit erhaltenen Photoaufnahmen konnte das Schrumpfen des Volumens der abgelösten Flamme in Abhängigkeit von der Zeit angenähert gemessen werden. Reinkohleflammen schrumpfen schneller als Beckflammen, wobei sich der Vergleich, wie auch später immer, auf gleich lange Flammen bezieht.
3. Das letzte Ergebnis von 2. stimmt damit überein, daß die Gesamtstrahlung der Reinkohleflamme größer ist als die der Beckflamme mit Ausnahme eines bestimmten Gebietes, das auf die Oberfläche der Beckflamme beschränkt ist. Dies folgte einmal aus der photographischen Schwärzung und zweitens aus Gesamtstrahlungsmessungen.
4. Ein leerer Kondensator wurde parallel zum Bogen geschaltet und dieser Vorgang mit der Zeitlupe registriert. Es entstand ein kurzzeitiges (etwa 10^{-4} sec) Absinken des Anodenfalls, das sich als Stelle von geringerer Helligkeit („Delle") in den Aufnahmen zeigte und die Geschwindigkeit des Dampfstrahles in jedem Punkt der Flamme zu messen gestattete. Bei gleicher Flammenlänge ist die Geschwindigkeit in der Reinkohleflamme größer als in der Beckflamme.
5. In erster Näherung lassen sich die Vorgänge in der Flamme theoretisch erfassen. Die Theorie wurde mit den experimentellen Befunden verglichen; wo sich Abweichungen zeigen, lassen sich dafür plausible Erklärungen geben.
6. Es gelang, aus den Messungen unter 4. und mit Hilfe der unter 5. genannten Theorie die Temperatur in jedem Punkt der Flamme zu bestimmen. Bei gleicher Flammenlänge haben Reinkohleflammen höhere Temperatur als Beckflammen. Die anzubringenden Korrektionen, die zugleich Hinweise für Verfeinerungsmöglichkeiten der Theorie geben, werden im einzelnen diskutiert.

Läßt man zwischen Kohleelektroden einen Lichtbogen mit höherer Stromstärke brennen, so bricht aus der Anode eine intensiv leuchtende Flamme hervor. Bei Elektroden aus Homogenkohle ist diese Flamme sehr unruhig, sie läßt sich aber bei Dochtkohlen weitgehend ruhig gestalten. Gibt man dem Docht außer pulverisierter Kohle und Binde- und Beruhigungsmitteln geeignete Metallsalze zu, wie z. B. Cerfluorid bei den Beckkohlen, so erzielt man eine völlig ruhig brennende Anodenflamme. Cerfluorid wird aus beleuchtungstechnischen Gründen beigefügt, um ein dichtausgefülltes Spektrum und damit weiße Lichtfarbe zu erhalten; wahrscheinlich bedingt es aus Gründen, die mit der Theorie des Anodenfalls zusammenhängen, zudem besonders lange und wohlausgebildete Metallsalzflammen. Läßt man das Metallsalz fort, besteht also der Docht im wesentlichen aus pulverisierter Kohle (sog. Reinkohle), so kann man wenigstens für etliche Sekunden eine völlig ruhig brennende Flamme erhalten. Letztere Flamme soll Reinkohleflamme heißen, erstere Beckflamme. Solche Flammen sind in verschiedenen Hinsichten, wie spektrale Verteilung der Lichtaussendung, Hohlflammenbildung, Nachleuchtdauer nach dem Löschen des Bogens, Temperatur usw. von Lenard[1]), Ram-

1) Z. B. P. Lenard, Ann. d. Phys. IV F. **11**, 636, 1903.

sauer und Wolf[2]) und insbesondere von Finkelnburg[3]) usw. untersucht worden. Sie sind schon frühzeitig als Dampfstrahlen gedeutet worden, die aus der Anode hervorbrechen. Dieses Bild ist von Finkelnburg[3]) dann ausgebaut und erweitert worden, wobei die wichtigste Vorstellung die ist, daß der von der Anode ausgehende Dampfstrahl in einem anomalen Anodenfall dicht vor der Anode weiter bis auf 5000° bis 10000° aufgeheizt wird und dann in der Flamme abströmt. Die vorliegende Arbeit unterbaut, ergänzt und erweitert die von Finkelnburg nur in großen Zügen entwickelten Vorstellungen über den Flammenmechanismus.

Zunächst wurde untersucht, ob das Leuchten der Flamme thermisch oder elektrisch ist. Es war zu bestimmen, wie lange die Flamme nachleuchtet, wenn der Bogenstrom momentan gelöscht wird. Bei Ramsauer und Wolf[4]) sind solche Messungen, allerdings zu anderem Zweck, bereits durchgeführt worden, doch sind deren Ergebnisse für uns nicht brauchbar, weil Anodenflamme und Kathodenflamme (auch aus der Kathode bricht ein „flammenartiges" Gebilde heraus) nicht getrennt beobachtet wurden. Vielmehr wird dort an einer Flamme gemessen, die eine Vereinigung von Anodenflamme und Kathodenflamme darstellt. Die Elektroden standen dort nämlich koaxial, so daß Anodenflamme und Kathodenflamme gegeneinander gerichtet waren. Beide Flammen wurden dann durch ein Magnetfeld aus der Bogenachse herausgedrückt und in dieser Form untersucht (s. Fig. 1). Die Flammen ließen sich in dieser Anordnung mit einem Drehspiegel erst von der Stelle an untersuchen, wo sie seitlich aus der Kohlenrichtung heraustraten.

Fig. 1. Bogenanordnung bei Ramsauer und Wolf.

Es mußte also zunächst dafür gesorgt werden, daß man die Anodenflamme möglichst isoliert erhielt. Das wurde dadurch erreicht, daß die beiden Elektroden fast parallel nebeneinander gestellt wurden (Fig. 2). Der Abstand der Enden der beiden Kohlen beträgt nur 1–2 mm. Dadurch werden die Kathodenflamme und das eigentliche stromführende Bogenplasma weitgehend verkleinert, so daß die Anodenflamme praktisch nicht gestört wird. Betrachtet man die Anodenflamme durch geeignete Graufilter, so erkennt man in der gesamten Flamme einen besonders hellen Kern (in der Fig. 2 am stärksten geschwärzt gezeichnet), der seinen Ursprung im positiven Krater hat[5]). Man erkennt weiter bei Betrachtung durch Graufilter, daß der stromführende Bogen zusammen mit der sich ihm überlagernden negativen Flamme an der Stelle, wo er die positive Flamme durchsetzt, zwar deutlich Einfluß auf die positive Flamme ausübt, das Strömen des verdampften Materials, also die Flammenform, aber kaum verändert. Dieser Einfluß ist bei der Reinkohleflamme größer, vielleicht weil das wenige Material, was von der Kathode her verdampft und seitlich in die Anodenflamme hineinbläst („Kathodenflamme")[6]), die spezifisch etwa ebenso schweren Kohledämpfe der Anodenflamme mehr beeinflussen kann, als die vielmal schwereren Cerdämpfe der Beckflamme. Bei genauerer Beobachtung zeigen sich weitere Unterschiede zwischen der Beckflamme und der Reinkohleflamme, wobei das beim ersten Anblick Auffälligste die scharfe helle Begrenzung des hellen Kerns der Beckflamme ist, während der helle Kern der Reinkohleflamme eine diffusere Begrenzung hat. Wie Versuche mit einigen anderen Flammen aus Metallverbindungen enthaltenden Dochtkohlen zeigten, ist bei allen diese scharfe Begrenzung zu beobachten, so daß es sich also um eine allgemeiner geltende Feststellung handelt. Auf weitere Struktureinzelheiten in den Flammen braucht hier (mit Ausnahme des noch zu erwähnenden Saumes der Beckflamme) nicht eingegangen zu werden. Von Wichtigkeit ist nur, daß Reinkohleflamme wie Beckflamme im ganzen ähnlich sind, wobei der helle Kern der Flamme eindeutig aus dem positiven Krater hervorbricht, und der uns im folgenden allein interessierende, aus Anodenmaterial bestehende, primäre Dampfstrahl ist, während die äußeren Flammenteile durch Mischung und chemische Reaktionen mit der umgebenden Luft sekundär entstehen. Daß der Flammenkern keine wesentliche Durchmischung mit der Außenluft er-

Fig. 2. Bogenanordnung in der vorliegenden Arbeit.

2) C. Ramsauer und F. Wolf, Ann. d. Phys. IV F. **66**, 373, 1921.

3) W. Finkelnburg, Zeitschr. f. Phys. **112**, 305, 1939; **113**, 562, 1939; **114**, 734, 1939; **116**, 214, 1940. H. Schluge und W. Finkelnburg, Zeitschrift f. Phys. **117**, 344, 1941. W. Finkelnburg und H. Schluge, Zeitschr. f. Phys. **119**, 206, 1942.

4) C. Ramsauer und F. Wolf, Ann. d. Phys. IV F. **66**, 373, 1921.

5) Wir müssen uns leider oft auf schematische Zeichnungen beschränken, da die Reproduktionen die Einzelheiten, die auf der Photoplatte deutlich zu beobachten sind, meist nur sehr undeutlich wiedergeben wegen der großen Helligkeitsunterschiede zwischen den einzelnen Teilen der Flamme.

6) Über den Mechanismus der Kathodenflamme wird in einer nachfolgenden Arbeit berichtet werden.

fährt, konnte noch wie folgt gezeigt werden: Die Kohlen wurden horizontal orientiert, so daß auch die Flamme horizontal lag. Dann wurde ein zweiter Bogen, dessen Färbung durch andere Dochtsalze gegenüber der zu untersuchenden Flamme geändert war, und dessen Stromkreis völlig von dem der zu untersuchenden Flamme getrennt war, unter dieser Flamme schon von der Anode an entlanggeführt, so daß die Dämpfe dieses zweiten Bogens zu der zu untersuchenden Flamme emporschlugen. Es trat keine Färbung des Flammenkerns auf, wohl aber eine Färbung der äußeren Randpartien, die den Kern umgeben. Man kann nun durch geeignet starke Graufilter diese äußeren Flammenteile ganz unterdrücken und erhält im Bilde nur die Kernflamme.

Die weiteren Untersuchungen sind, wie schon erwähnt, an dieser Kernflamme angestellt worden. Das Wort Flamme bedeutet daher jetzt immer Kernflamme. Wo die ganze Flamme gemeint ist, wird es besonders vermerkt werden. Alle im folgenden behandelten Erscheinungen sind zwar bei entsprechenden Strombelastungen weitgehend von den Kohledurchmessern unabhängig; um gute Vergleichsmöglichkeiten zu erhalten wurden jedoch alle weiteren Messungen nur an folgenden Kohlen gemacht:

Reinkohle: positive Kohle: Siemens-Plania „Biodocht" ⌀ 6 mm, Reinkohledocht ⌀ 1,5 mm;
negative Kohle: Wie positive Kohle.

Beckkohle: positive Kohle: Siemens-Plania „Kohinoor" ⌀ 6 mm, Beckdocht etwa 2,5 mm ⌀;
negative Kohle: Wie bei Reinkohle.

Alle Kohlen waren verkupfert. Der verwendete Strombereich betrug 30–60 Amp.[7]) Bei 30 Amp. etwa setzt die Flammenbildung ein. Bei 60 Amp. kann man bei naher Kohlenstellung Reinkohleflammen kurzzeitig von 15 cm Länge erhalten, während die größte Länge der Beckflamme nur bei etwa 9 cm liegt. Wird die Stromstärke dann noch weiter vergrößert, oder bringt man Anoden- und Kathodenspitze noch näher aneinander, so spaltet sich die Beckflamme und „blakt". Wir werden uns im übrigen immer auf die Flammenlänge beziehen und nicht auf die Stromstärke, da die Flammenlänge außer von der Stromstärke auch weitgehend von der Stellung der Kohlen zueinander und von ihrer Entfernung voneinander abhängt.

7) Wesentlich Neues scheint bei der inzwischen ermöglichten Steigerung bis auf 200 Amp. nicht einzutreten.

Wie schon oben gesagt wurde, sollte zunächst geprüft werden, ob das Leuchten dieser Kernflamme thermisch oder elektrisch bedingt ist. Es wurde dazu eine Drehspiegelanordnung gebaut, die die photographische Registrierung des Nachleuchtens der Flamme nach dem Kurzschließen des Bogens ermöglicht. Im Prinzip besteht diese Anordnung aus einer Linse, die ein Bild des Bogens über einen (optisch einwandfreien, oberflächenbelegten) rotierenden Spiegel auf eine Photoplatte wirft. Erheblichere Schwierigkeiten bereitete die Kopplung zwischen Kurzschließen des Bogens, richtiger Stellung der Photoplatte in diesem Moment und der rechtzeitigen Öffnung des Verschlusses vor der Photoplatte, da der zu photographierende Vorgang nur einige 10^{-3} sec dauerte. Gelöst wurde diese Schwierigkeit wie folgt: Der Drehspiegel war auf der Achse einer Drehscheibe befestigt. Auf der Drehscheibe befand sich eine halbkreisförmige schiefe Ebene, wie die Fig. 3 und 4 zeigen. Der Kontaktgeber (der das Kurzschließen des Bogens und die Be-

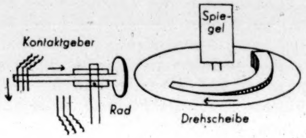

Fig. 3. Schema der Drehspiegelanordnung.

dienung des Verschlusses vor der Photoplatte betätigen mußte) konnte nur in der Zeit, in der die schiefe Ebene der Drehscheibe nicht im Wege war, durch eine Feder in Richtung des Pfeiles vorgeschnellt werden. Bei weiterem Drehen der Scheibe schob sich dann die schiefe Ebene unter das Rad des Kontaktgebers und kippte dabei allmählich den Kontaktgeber nach links in Fig. 3, nach rechts in Fig. 4 herunter, so daß hintereinander 3 Kontakte ausgelöst wurden. Der erste Kontakt öffnete den Verschluß vor der Photoplatte, der zweite schloß den Bogen kurz, der dritte schloß den Verschluß wieder. Zur Registrierung des Zusammenbruchs der Spannung an den Kohlen beim Kurzschließen des Bogens wurde ein Elektronenstrahloszillograph benutzt, dessen Brennfleck (durch Nachbeschleunigung verstärkt) mit Hilfe eines Hohlspiegels über denselben Drehspiegel auf dieselbe Photoplatte geworfen wurde, also genau unter dem Anodenflammenbild mit über die Platte lief. Dabei zeigte sich auch, daß der Feldzusammenbruch, wenn man alle Induktivitäten im Stromkreis möglichst klein hält, in Zeiten erfolgt, die größenordnungsmäßig kleiner sind als die interessierenden Ab-

klingzeiten des Leuchtens. Schwierigkeiten machte im übrigen nur noch die Unterdrückung von Streulicht trotz der bereits erwähnten Vorkehrungen zu einer Exposition der photographischen Platte möglichst kurzzeitig nur in der Umgebung des Zusammenbruchs der Spannung. Durch Einbau von Blenden und Schwärzung der gesamten Umgebung konnte es auf einen nicht mehr störenden Rest herabgedrückt werden. Fig. 5 gibt eine schematische Zeichnung der

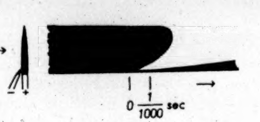

Fig. 5. Schema der Drehspiegelaufnahmen.

Drehspiegelaufnahmen. Schwärzung in der Zeichnung bedeutet wieder Helligkeit in der Flamme.

Reinkohle- und Beckflamme verhalten sich im Abklingen nach der Löschung des Bogens ähnlich. Nach dem Kurzschließen des Bogens löst sich die Anodenflamme vom positiven Krater und wandert mit der Dampfstrahlgeschwindigkeit fort. Verfolgt man das so losgelöste hintere Ende der Flamme, so sieht man, daß es nicht eine parabelförmige Kurve mit der konkaven Seite zum Anodenkrater, sondern mit der konvexen Seite zum Anodenkrater beschreibt. Ersteres müßte der Fall sein, wenn die Dampfstrahlgeschwindigkeit mit der Entfernung vom Krater abnimmt. Daß das Entgegengesetzte eintritt, ist offenbar eine Folge der Abkühlung und Schrumpfung des seines Nachschubes beraubten Dampfes. Dadurch also wird eine Zunahme der Geschwindigkeit vorgetäuscht. Aus demselben Grunde setzt am Schluß des Abklingens auch eine Verkürzung der Spitze der Flamme ein, jedoch später, weil dort die Schrumpfung wegen der tieferen Temperatur schwächer ist, und weil Schrumpfungsrichtung und Strömungsrichtung entgegengesetzt gerichtet sind. Die Bilder zeigen weiter folgendes: Hinter dem nach dem Löschen des Bogens abwandernden hinteren Ende des Dampfstrahls quillt noch ein weiteres Leuchten aus dem Krater nach, das mit wesentlich langsamerer Geschwindigkeit weiter wandert. Es handelt sich dabei offenbar auch um verdampftes Anodenmaterial aus dem Krater, das aber nach Löschung des Bogens keine Aufheizung durch den Anodenfall erfahren konnte und lediglich infolge der thermischen Trägheit des Anodenendes noch während längerer Zeit ausgestoßen wird. — Die Dauer des Nachleuchtens der Anodenflamme lag immer zwischen etwa $1 \cdot 10^{-3}$ sec (bei kurzen Flammen von etwa 2 cm Länge) und etwa $5 \cdot 10^{-3}$ sec (bei langen Flammen von etwa 10 cm Länge). Bei den Beckflammen waren die Nachleuchtzeiten merkbar größer als bei den Reinkohleflammen. Die Werte stimmen größenordnungsmäßig überein mit den von Ramsauer und Wolf[8]) gefundenen. Im einzelnen sind sie nicht mit diesen vergleichbar, da die Kohlendochte andere Metallverbindungen enthielten. Ferner sind die Definitionen der Flammenbegrenzung andere ebenso wie die Flammenbildung selbst infolge der schon erwähnten koaxialen Kohlenstellung.

Insbesondere kann man aus den erhaltenen Befunden entnehmen: Die Aufheizung des Dampfstrahles hängt tatsächlich unmittelbar zusammen mit dem Anodenfall, d. h. es wird der mit der Temperatur des Anodenkraters startende Dampf dicht vor der Anode auf wesentlich höher liegende Temperaturen „aufgeheizt". Denn die Aufnahmen zeigen, daß praktisch gleichzeitig mit dem Zusammenbrechen des Feldes die Flamme sich von der Anode abzulösen beginnt, wobei die Helligkeit des nachströmenden Dampfes sofort geringer wird. Wie die Aufheizung stattfindet, ist allerdings ein Problem für sich, auf das im einzelnen einzugehen hier zu weit führen würde. Es muß genügen, skizzenhaft nur auf folgendes hinzuweisen: Wir haben dicht an der Anodenoberfläche liegend das Anodenfallgebiet mit hoher Feldstärke und dann an dieses anschließend ein thermisches Plasma. Dieses Plasma liefert die zur Anode strömenden Elektronen (wobei die Sachlage insofern kompliziert wird dadurch, daß die anodennahen Teile des Plasmas wahrscheinlich auch noch aus dem eigentlichen Bogenplasma mit Elektronen beliefert werden). Die Dinge liegen aber wohl nicht einfach so, daß der aus dem Anodenkrater hervorbrechende Dampfstrahl im Anodenfall aufgeheizt wird, sondern der Anodenfall dient dazu, ein bereits vorhandenes thermisches Plasma stationär zu erhalten. Eine Theorie der Aufheizung wäre deshalb vermutlich etwa nach dem Schema der von Weizel, Rompe und Schön[9]) entwickelten Kathodenfalltheorie aufzubauen. Wesentlich dabei ist genügend hohe Dampfdichte vor der Anode, wie sich bereits daraus zeigt, daß die Flamme verschwindet, wenn bei geeigneter Stellung der Elektroden zueinander die Stromlinien in der Nähe der Anode z. B. durch das magnetische Eigenfeld derartig deformiert werden, daß die Stromdichte im Krater nicht mehr ausreicht zu einer leb-

8) C. Ramsauer und F. Wolf, Ann. d. Phys. IV F. **66**, 373, 1921.

9) W. Weizel, R. Rompe, M. Schön, Zeitschrift f. Phys. **112**, 329, 1939; **113**, 87, 730, 1939; **115**, 179, 1940.

haften Verdampfung [Diese und die folgenden Gedanken stammen aus einer (noch nicht publizierten) Theorie des Anodenfalls von Steenbeck, die im wesentlichen die eben skizzierten Vorstellungen zur Grundlage hat, sowie aus einer (ebenfalls noch nicht publizierten) Erweiterung derselben von Seeliger.] Dem Anodenfallgebiet wird an Energie zugeführt der Betrag $I(V_A + \varphi)$ und ferner unter Umständen ein Betrag W_p, der durch Strahlung oder Leitung u. dgl. aus der Flamme zurückströmt. Abgeführt wird aus dem Anodenfallgebiet außer einem Betrage W_V, der in der Anode diszipiert wird, die Bildungsenergie der Flamme, die mit ihr flammenseitig abströmt. Diese Bildungsenergie setzt sich zusammen aus der Verdampfungsarbeit MK und der „Erhitzungsarbeit" MH; M ist dabei die abdampfende Menge Anodensubstanz, K die Verdampfungswärme und H die gesamte Energie, die erforderlich ist, um die Gewichtseinheit Dampf von dem Zustand dicht an der Anode überzuführen in den Zustand im ausgebildeten Flammenplasma. (H kann unschwer genügend genau gefunden werden aus dem Ausdruck für die innere Energie U und aus der Zustandsgleichung eines Sahaplasmas.) Insgesamt ergibt sich also für die summarische Energiebilanz des Anodenfallgebietes[10])

$$I(V_A + \varphi) + W_p = MK + MH + W_V .$$

Die Steenbecksche Theorie setzt nun

$$I \cdot V_A = M \cdot H$$

und gewinnt so die Möglichkeit, den Mechanismus der Flammenbildung zu übersehen und daraus dann allgemeine und quantitative Folgerungen zu ziehen. Allerdings ist dieser einfache Ansatz noch ergänzungsbedürftig, wie man aus den von Finkelnburg[11]) gemessenen Zahlenwerten für die in der vollständigen Energiebilanz auftretenden Größen erkennt. Rechnet man mit $K \sim 2 \cdot 10^4$ Joule/g, und setzt für φ den (sicher noch zu hohen) Wert 4,5 Volt an, und benutzt für W_V den Wert von 700 Joule/sec, der nach Finkelnburg plausibel sein dürfte, so ergeben sich für die 3 von ihm untersuchten Beckbogen bei 100 Amp. (7 mm Kohledurchmesser)

M (g/sec)	MK	$I\varphi$	$I \cdot V_A$	$MK + W_V - I\varphi =$	Proz. $I \cdot V_A$
$35 \cdot 10^{-3}$	700	450	3750	950	25
$15 \cdot 10^{-3}$	300	450	2700	550	20
$16 \cdot 10^{-3}$	320	450	2150	750	35

Man kommt also zu dem Ergebnis, daß ein recht erheblicher Bruchteil der Anodenheizung $I \cdot V_A$, nämlich rund 30 Proz., anderweitig als für die von Steenbeck angesetzte Plasmaaufheizung festgelegt ist. Vermutlich kann man dies Defizit auf die Rückstrahlung aus der Flamme schieben. Es ist nämlich bei einer schwarzen Temperatur T_s der Flamme diese Rückstrahlung

$$W_p\,(\text{Watt/cm}^2) = \sigma \cdot T_s^4 = 5{,}75 \cdot 10^{-12}\, T_s^4 .$$

Dies gibt zum Beispiel mit $T_s = 6000°$, $W_{\text{Flamme}} = 7500$ Watt/cm². Für einen Dochtdurchmesser von ~ 4 mm ist der Flammenquerschnitt größenordnungsmäßig 10^{-1} cm², so daß also 750 Watt von dem anodischen Querschnitt der Flamme abgestrahlt würden, was recht gut mit den in der Tabelle angegebenen Werten von $MK + W_V - I\varphi$ stimmt.

Das Nachleuchten der Flamme ist im Sinne der Auffassung, daß sie ein thermisches Plasma ist, thermisch bedingt. Andernfalls, d. h. wenn die Lichtemission der Flamme im wesentlichen eine elektrisch im eigentlichen Sinne angeregte wäre, müßte die Helligkeit der ganzen Flamme praktisch zugleich mit dem Zusammenbruch des Anodenfalls absinken. Die Nachleuchtdauer von der Größenordnung 10^{-3} sec spiegelt wider die Abkühlungszeit des Flammenplasmas auf Temperaturen, bei denen keine merkliche Lichtemission mehr stattfindet. Zu bemerken ist dazu, daß diese Abklingzeiten natürlich ebenso wie der Ort des Endes einer stationären Flamme abhängt von der Lichtempfindlichkeit der Untersuchungsmethode. Eine Berechnung der Dauer des Nachleuchtens, d. h. der Abkühlung ist bekanntlich recht schwierig[12]) und nur durch eine mühsame graphische oder numerische Integration zu leisten.

Damit dürfte nun eine recht überzeugende experimentelle Stütze für die im wesentlichen schon von Finkelnburg entwickelten Vorstellungen gegeben sein. Um nun den Abklingvorgang nach dem Kurzschließen des Bogens genauer verfolgen zu können, mußte versucht werden, Zeitlupenaufnahmen hiervon herzustellen. Hierzu wurde eine Zeitlupenapparatur entwickelt[13]). 18 schmale Linsen entwerfen ebenso

10) Diese Bilanzgleichung findet sich im wesentlichen bereits bei Finkelnburg, Zeitschr. f. Phys. **116**, 221, 1940.

11) W. Finkelnburg, Zeitschr. f. Phys. **116**, 223, 1940.

12) Vgl. z. B. R. Holm, B. Kirschstein und F. Koppelmann, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Werken **13**, 63, 1934.

13) Die hierbei konstruierte Linsenanordnung, sowie eine Verbesserung derselben, welch letztere bereits auf einen Bildabstand von nur 1/30000 sec führte (der ohne weiteres noch weitgehend verringert werden könnte) und sich bei der Untersuchung der Kathodenflamme bereits gut bewährte und a. a. O. beschrieben werden wird, sind, wie nachträglich sich zeigte, ähnlich denjenigen, die dem D.R.P. Nr. 727383 Klasse 57a, Gruppe 61 zugrunde liegen, auf das mich das R.P.A. erst jetzt aufmerksam gemacht hat.

viele Bilder des Bogens nebeneinander auf die Photoplatte. Ein Schieber, mit einem schmalen Spalt versehen, wird durch eine starke Feder vor der Platte vorübergerissen und besorgt die kurzzeitige Belichtung der einzelnen Bilder hintereinander. Die Abbremsung des Schiebers nach der Aufnahme erfolgt durch Druckluftbremse. Der Schieber betätigt gleichzeitig den Kontakt zum Kurzschließen des Bogens. Durch diese Anordnung war es möglich, den zu untersuchenden Vorgang auf eine 9×12 cm Photoplatte zu bringen (große Photomaterialersparnis gegenüber Zeitlupen mit Filmablauf), wobei die einzelnen Bilder in Größen erhalten wurden, die für Zeitlupen höherer Frequenz als besonders günstig anzusehen sind. Im allgemeinen wurde mit einer Verkleinerung 1 : 4 gegenüber dem Originalbogen gearbeitet. Die Belichtungsspaltbreite betrug etwa 0,5 mm, die Geschwindigkeit des Spaltes etwa 10 m/sec, die Entfernung der einzelnen Bilder voneinander auf der Platte etwa 0,5 cm, der Bildabstand also etwa $0{,}5 \cdot 10^{-3}$ sec, die Belichtungszeit für einen Punkt der Platte etwa 1/20000 sec. Die genaue Eichung der Spaltgeschwindigkeit geschah wie folgt: In dem Belichtungsspalt wurde eine kurzbrennweitige kleine Linse angebracht, die beim Vorüberreißen eine Schwingung bekannter Frequenz des Brennflecks eines Elektronenoszillostrahlgraphen auf der Photoplatte aufzeichnete. Der Brennfleck erhielt durch Nachbeschleunigung ausreichende Lichtstärke. Ein Bild dieser Apparatur zeigt Fig. 6. Mit dieser Apparatur wurde nun das Abklingen und Schrumpfen der Anodenflammen nach dem Kurzschließen des Bogens registriert. Zwei solche typischen Aufnahmen von Reinkohleflammen zeigen die Fig. 7a und 7b.

Fig. 7a zeigt den Vorgang nach der Löschung mit größerem Bildabstand (etwa $2 \cdot 10^{-3}$ sec), so daß nur ein Bild die losgelöste Anodenflamme zeigt. Das langsame Nachströmen des nicht mehr im Anodenfall aufgeheizten Anodendampfes ist deutlich zu erkennen. Fig. 7b zeigt mit geringerem Bildabstand (etwa $0{,}5 \cdot 10^{-3}$ sec) ein Abklingen einer großen Flamme, so daß man mehrere Bilder der losgelösten schrumpfenden Flamme erhält. Bei dieser Aufnahme ist der Bogen nur für Bruchteile von 1/1000 sec kurz geschlossen gewesen, woran anschließend die Kurzschließung sofort wieder aufgehoben wurde, so daß also eine neue Flamme hervorbrach.

Aus solchen Aufnahmen konnte nun von Bild zu Bild das Flammenvolumen angenähert bestimmt werden, indem die Flamme als Rotationsellipsoid aufgefaßt wurde. Diese Werte als Ordinate über der Zeit nach dem Kurzschließen des Bogens als Abszisse aufgetragen ergeben für verschiedene Flammen Kurven, wie Fig. 8 sie zeigt.

Daß sich in Fig. 8 keine größeren Volumina von Beckflammen befinden, hat seine Ursache in der schon oben erwähnten Tatsache, daß Beckflammen nicht von solcher Größe zu erhalten sind, wie es bei Reinkohleflammen möglich ist.

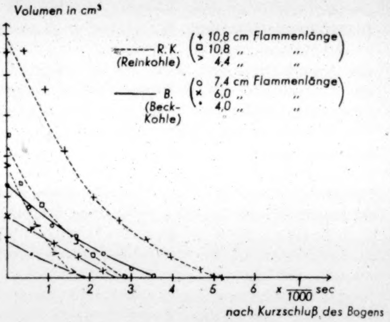

Fig. 8. Schrumpfungskurven.

Zu beachten ist, daß die beiden oberen Kurven für Reinkohleflammen zu Flammen von derselben Länge, jedoch von verschiedenem Querschnitt gehören. Das Wichtige der Fig. 8 ist für uns, daß sie eindeutig zeigt, daß die Reinkohleflammen schneller schrumpfen als die Beckflammen. Nach einer (noch nicht publizierten) Rechnung von Seeliger hat sich ergeben, daß zwischen dem Wärmeentzug δQ und der damit verbundenen Schrumpfung δV eines thermischen Plasmas die Beziehung besteht

$$p\,\delta V = \delta Q\,\frac{2(1+c) + c\,(1-c^2)\left(\frac{5}{2}+\frac{V_j}{kT}\right)}{5(1+c) + c\,(1-c^2)\left(\frac{5}{2}+\frac{V_j}{kT}\right)^2},$$

wobei c der aus der Sahagleichung zu entnehmende Ionisationsgrad ist. Es würde hieraus folgen, daß bei demselben δQ die Schrumpfung δV kleiner ist, wenn V_j kleiner ist. Wenn man nun in der Reinkohleflamme $V_j =$ Ionisationsspannung von $C \sim 11$ Volt und in der Beckflamme $V_j =$ Ionisationsspannung von $Ce \sim 7$ Volt annimmt, so würde gerade ein Unterschied der Schrumpfung von Reinkohleflamme und Beckflamme im geschilderten Sinn herauskommen. In Anbetracht von mancherlei bei dieser Theorie nicht beachteten Komplikationen wird man allerdings diese Übereinstimmung mit dem

experimentellen Befund für einen Zufall halten müssen, ehe nicht (in Vorbereitung befindliche) systematische weitere Messungen an verschiedenen Metallsalzflammen vorliegen. Es ist nämlich zu bedenken, daß die Reinkohleflamme stärker strahlt als die Beckflamme und daher schneller schrumpft, weil eine der hauptsächlichsten Ursachen für den Energieverlust die Strahlung ist. Dafür, daß die Reinkohleflamme (verglichen werden stets Flammen gleicher Länge) stärker strahlt als die Beckflamme, ergeben sich zwei Beweise. Erstens waren die Zeitlupenaufnahmen der Reinkohleflammen immer ganz eindeutig stärker geschwärzt als die der Beckflammen. Zweitens wurde die Gesamtstrahlung entsprechender Punkte solcher Flammen mit Quarzlinse und Thermosäule verglichen (s. Fig. 9).

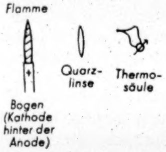

Fig. 9. Anordnung zur Gesamtstrahlungsmessung.

Die Messungen wurden nur orientierend durchgeführt, zeigten aber immer eine erheblich größere, oft bis doppelt so große Gesamtstrahlung der Reinkohleflammen gegenüber der der Beckflammen (vgl. dazu S. 50). Es sei jedoch ausdrücklich vermerkt, daß man bei diesen Gesamtstrahlungsmessungen das kleine Gebiet ausnehmen muß, in dem der stromführende Bogen die Flamme durchsetzt. In diesem Gebiet ist nämlich die Gesamtstrahlung bei der Beckflamme größer als bei der Reinkohleflamme. Dies scheint eine Folge der Aufheizung der Flamme durch den sie hier durchsetzenden Bogen zu sein. Der Bogen hat nämlich an der Stelle, wo er die Beckflamme durchsetzt, eine weit höhere Temperatur als die Beckflamme selbst. Dünne Wolframdrähte wurden im Bogen sofort geschmolzen, in der Beckflamme dagegen nicht. Ferner ist auf den Photoaufnahmen der Bogen viel heller als die Beckflamme. Die Oberfläche der Beckflamme wird also an der Seite, an der sie von dem Bogen durchsetzt wird, aufgeheizt und leuchtet daher erheblich heller als die übrigen Teile der Flamme („Oberflächeneffekt“). Da die Beckflamme aus bewegtem Dampf besteht, nimmt sie diese aufgeheizten Teile bis zur Spitze mit. Den Anblick von der Seite gesehen zeigt schematisch Fig. 10 und in einer von Herrn Franzmeyer zur Verfügung gestellten Aufnahme Fig. 10a. In Fig. 10a ist der Winkel zwischen den Kohlen größer als in Fig. 10, nämlich 90°. (Dadurch ist die Flamme aus der Anodenrichtung abgelenkt.)

An der Seite zur Kathode hin hat die Beckflamme also immer einen hellleuchtenden Saum, der sich zur Anode hin verbreitert, so daß es zunächst den Anschein hat, als ob diese helle Schicht der hellste Dampf sei, der aus dem Docht der Anode quillt. Nimmt man dagegen zwei Kathoden in Anordnung der Fig. 11, so erhält man diese Erscheinung auf beiden Seiten der Flamme.

Macht man Photoaufnahmen in Aufsicht auf die Anode, so ist von dieser Erscheinung nichts zu sehen. Schließlich sei noch erwähnt, daß ein Bogen von wenigen Ampere (also ohne Flammenbildung), dessen Stromkreis völlig von dem Stromkreis, mit dem der Flammenbogen gespeist wurde, getrennt war, einen hellen Mantel erhielt, wenn man ihn in die Beckflamme hineinhielt. Dies helle Leuchten vor der Anode und der „Saum“ bei der Beckflamme sind also nicht durch die Temperatur bedingt, die die Flamme aus dem Krater bzw. Anodenfall mitbringt, sondern werden durch die Temperatur des Bogens erzeugt und sind auf die Oberfläche der Flamme beschränkt. Diese Erscheinung kann von erheblichem Einfluß sein, wenn man aus Strahlungsmessungen auf Eigenschaften der Flamme schließen will. Mißt man

Fig. 10. „Oberflächeneffekt“.

Fig. 11. „Oberflächeneffekt“.

die Strahlung in Aufsicht auf den positiven Krater bei Winkelstellung (s. Fig. 10a), so liegt diese helle Oberflächenschicht direkt vor dem Krater und dem eigentlichen Flammengas. Dasselbe gilt in verstärktem Maße für Strahlungsmessungen an der Flamme selbst kurz vor dem Krater, wenn man sie etwa durch einen senkrecht zur Flammenrichtung stehenden Spektrographen untersucht. Dies wäre bei den Messungen

von Finkelnburg[14]) zu berücksichtigen. Bei der Reinkohleflamme ist dies helle Oberflächengebiet nicht vorhanden. Dort ist offenbar keine Temperaturdifferenz zwischen Bogen und Flamme vorhanden. Drahtschmelzungen und die späteren Temperaturberechnungen dieser Arbeit ergeben in der Reinkohleflamme höhere Temperaturen als in der Beckflamme.

Nebenbei bemerkt, gestatten die Zeitlupenaufnahmen auch, die Nachleuchtdauer des Beckbogens selbst nach dem Kurzschließen zu beobachten. Sie ist kürzer ($< 10^{-3}$ sec) als die der Anodenflamme ($1-5\cdot 10^{-3}$ sec) in Übereinstimmung mit Messungen von Witte[15]).

Schon die Drehspiegelaufnahmen und die Schrumpfungsaufnahmen hatten einen ungefähren Aufschluß über die Größe der Geschwindigkeit gegeben, mit der der Dampf in der Flamme strömt, denn aus der Ordinatenbewegung des Kraterendes der Flamme mit wachsender Zeit kann man die Geschwindigkeit ganz grob zu durchschnittlich 25 m/sec ablesen. Aber diese Bestimmung ist deshalb nur ungenau, weil das Ende der Flamme, wie schon erwähnt, durch Abkühlung schrumpft und weil der nachströmende Dampf fehlt. Immerhin stimmt dieser grobe Wert größenordnungsmäßig mit dem von Finkelnburg[16]) geschätzten überein. Läßt man andererseits nach dem Kurzschließen den Bogen gleich wieder zünden, wie es in Fig. 7b geschehen ist, so kommt die Spitze der neu entstehenden Flamme begreiflicherweise zu langsam aus dem Krater heraus. Eine genauere Bestimmung der Geschwindigkeit des Dampfes an jedem Ort in der Flamme wird man offenbar erhalten, wenn man die Flamme nicht so stark wie durch einen Kurzschluß „stört“, sondern in ihr nur eine kleine, in den regulären Flammenmechanismus nicht wesentlich eingreifende gestörte Stelle als Signal erzeugt. Es wurde dies so erreicht, daß der Schieber der Zeitlupe an geeigneter Stelle während einer Aufnahme einen leeren Kondensator von etwa 100 *MF* parallel zum Bogen schaltete. Durch die nun erfolgende Aufladung des Kondensators sank die Spannung an den Kohlen für etwa 1/10000stel sec (mit Elektronenstrahloszillograph festgestellt) etwas ab. Der Anodenfall im Bogen wurde während dieser kurzen Zeit kleiner und setzte gleich darauf wieder in voller Größe ein. Ein kurzes Stückchen der Flamme wurde also im Anodenfall weniger aufgeheizt, der darauf folgende Dampf aber erhielt schon wieder im Anodenfall die frühere Temperatur. So entstand also am Kratergrund eine „Delle“, die nun mit der Dampfstrahlgeschwindigkeit durch die Flamme hindurchwanderte und ihren jeweiligen Ort in den einzelnen Bildern einer Zeitlupenaufnahme anzeigte. Eine solche Aufnahme zeigt Fig. 12. Verbindet man in einer solchen Aufnahme die Dellenorte der einzelnen Bilder miteinander, so erhält man eine Kurve, die man, da ja der zeitliche Entstehungspunkt der Delle durch den Kontakt der Zeitlupe festliegt, bis zum Kratergrund extrapolieren kann. Zeichnet man hier die Tangente, so erhält man die Anfangsgeschwindigkeit v_0 der Flamme am Kratergrund.

Durch Zeichnen der Tangente an weiteren Punkten der Kurve erhält man die Geschwindigkeiten in diesen Punkten und kann schließlich eine Kurve zeichnen, die die Geschwindigkeit an jedem Punkt der Flamme angibt. An der Spitze der Flamme wird diese Messung ungenauer, da die Delle dort schon sehr undeutlich wird. Zum Teil mußten die Kurven bis zur Spitze extrapoliert werden, da die Delle bei manchen Aufnahmen nicht ganz bis zur Spitze zu verfolgen war. Einige solche Geschwindigkeitskurven zeigt Fig. 13.

Man sieht, daß mit wachsender Flammenlänge auch die Geschwindigkeit steigt. Die Kurven zeigen ferner, daß auch an der Spitze der Flamme (rechtes Kurvenende) noch eine beträchtliche Geschwindigkeit herrscht, was verständlich ist, da ja dort die Flamme nur optisch aufhört, die Flammengase hier natürlich noch weiter strömen und sich dann allmählich mit der

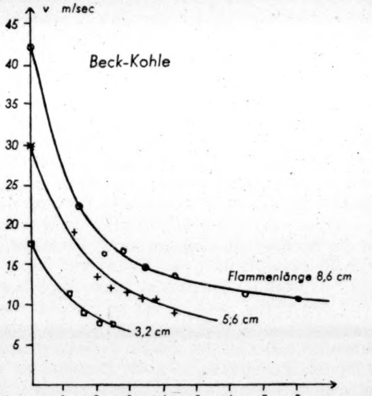

Fig. 13. Geschwindigkeit v in Abhängigkeit vom Ort x in der Flamme (vom Kratergrund an gemessen).

14) W. Finkelnburg, z. B. Zeitschr. f. Phys. **118**, 562, 1939.
15) H. Witte, Zeitschr. f. Phys. **88**, 415, 1934.
16) W. Finkelnburg, Zeitschr. f. Phys. **114**, 734, 1939.

umgebenden Luft durchmischen. (Wie noch erwähnt sei, wurde die Größe der Geschwindigkeit an der Spitze der Flamme von Herrn Franzmeyer durch Staudruckmessungen mit einem kleinen Quarzstaurohr bestätigt.) Fig. 14 gibt

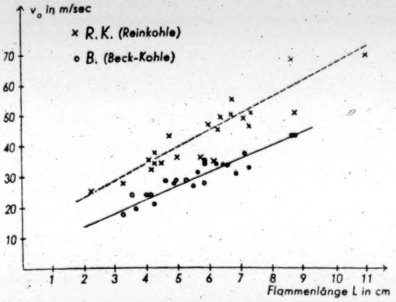

Fig. 14. Anfangsgeschwindigkeit v_0 in Abhängigkeit von der Flammenlänge L (vom Kratergrund an gemessen).

für eine ganze Reihe von Beck- und Reinkohleflammen verschiedener Länge die Anfangsgeschwindigkeit v_0 in Abhängigkeit von der Flammenlänge L (Flammenlänge L gemessen vom Kratergrund bis zur Spitze). Mit steigender Flammenlänge steigt also auch v_0. Bei gleicher Flammenlänge ist v_0 der Reinkohleflamme erheblich größer als v_0 der Beckflamme. Damit stimmt die Erscheinung überein, daß die Reinkohleflamme „steifer" wirkt als die Beckflamme.

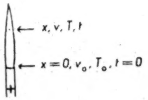

Fig. 15. Zur Orientierung über die Größen in der Rechnung.

In erster Näherung kann man sich von dem Geschwindigkeitsverlauf in der Flamme (nach einer unveröffentlichten Rechnung von Seeliger) ein einfaches Bild machen, wenn man annimmt, daß die Abkühlung des Flammendampfes nur durch Strahlung erfolgt, und wenn man annehmen darf, daß der Flammenquerschnitt überall derselbe ist und kein Flammengas verloren geht. Dann ist nämlich bei grauer Strahlung[17])

$$-dT \approx a \cdot \sigma T^4 \, dt\,,$$

woraus sich die Temperatur $T(t)$ ergibt zu:

$$T \approx \frac{T_0}{(1 + 3\,a\sigma T_0^3 \cdot t)^{1/3}}\,. \qquad (1)$$

17) Für das Folgende ist, wie man sich leicht überzeugt, dieser Ansatz nicht wesentlich; wesentlich ist nur, daß die Abkühlung an jeder Stelle bzw. zu jeder Zeit nur abhängt von T.

Ferner ist dann nach der Kontinuitätsgleichung und der idealen Gasgleichung die Geschwindigkeit v proportional mit der Temperatur T. (Ein Problem für sich ist es natürlich, die Erhaltung des Impulsflusses durch einen geeigneten Mechanismus in der Grenzschicht zwischen der Flamme und dem umgebenden Gas verständlich zu machen, worüber an anderem Orte berichtet werden wird im Zusammenhang mit Untersuchungen über das Strömungsfeld in der Umgebung von Flammen und heißen Gasstrahlen.) Man erhält also

$$v \approx \frac{v_0}{(1 + 3\,a\sigma T_0^3 \cdot t)^{1/3}} \qquad (2)$$

und hieraus weiter durch Integration von $v = \frac{dx}{dt}$

$$x \approx \frac{v_0}{2\,a\sigma T_0^3}\left[(1 + 3\,a\sigma T_0^3 t)^{2/3} - 1\right]. \qquad (3)$$

Damit sind T, v und x durch t ausgedrückt. Aus Gleichung (2) und (3) wird

$$\frac{x}{v_0} \approx \frac{1}{2\,a\sigma T_0^3}\left[\left(\frac{v_0}{v}\right)^2 - 1\right], \qquad (4)$$

d. h. zeichnet man Kurven mit $\frac{x}{v_0}$ als Abszisse und $\left(\frac{v_0}{v}\right)^2$ als Ordinate, so muß sich, wenn die beiden obigen Voraussetzungen stimmen, eine gerade Linie ergeben. Aus Gleichung (4) ist zugleich ersichtlich, daß man für alle Flammen dieselbe derartige Kurve erhält; vorausgesetzt ist dabei ebenso wie bei dem Folgenden, daß die Anfangstemperatur T_0 dieselbe ist. Es ergibt sich ferner, daß die Flammenlänge L proportional zur Anfangsgeschwindigkeit v_0 sein müßte. Wenn nämlich das Flammenende $x = L$ dort liegt, wo die Temperatur auf einen durch optische Gründe bedingten Wert T_e abgeklungen ist, erhält man aus Gleichung (1) für die zugehörige Zeit t_e

$$(1 + 3 a\sigma T_0^3 t_e) \approx \frac{T_0^3}{T_e^3}$$

und somit aus Gleichung (3) für die Flammenlänge

$$L \approx v_0 \frac{1}{2\,a\sigma T_0^3}\left(\frac{T_0^2}{T_e^2} - 1\right). \qquad (5)$$

Aus v, x-Kurven der in Fig. 13 gezeichneten Art kann man nun nachprüfen, ob und wieweit diese Folgerungen aus der einfachen Näherungstheorie gelten. Es zeigt sich dabei, wie Fig. 16 zeigt, daß die $\frac{x}{v_0}$, $\left(\frac{v_0}{v}\right)^2$-Kurven keine Geraden sind, sondern systematisch mit konkaver Krümmung nach oben von dem gradlinigen Verlauf abweichen, und daß sie auch nicht für verschie-

dene Flammenlängen zusammenfallen; auch hier ist (mit Ausnahme einer Reinkohlekurve) ein systematischer Gang mit der Flammenlänge vorhanden. Andererseits jedoch bestätigt sich, wie Fig. 14 zeigt, der lineare Zusammenhang zwischen v_0 und L offenbar recht gut. Zur Diskussion dieser Ergebnisse ist folgendes zu sagen: Die Definition der Flammenlänge durch ein T_e ist natürlich, wie schon erwähnt, willkürlich, und tatsächlich reicht – wie z. B. Photographien mit verschiedenen Filtern zeigen – die Flamme auch über L hinaus. Es ist aber diese Definition physikalisch nicht unvernünftig und hat wahrscheinlich, worauf hier nicht eingegangen werden kann, einen tieferen Sinn. Wie nun Fig. 16 zeigt, liegen die $\frac{x}{v_0}$, $\left(\frac{v_0}{v}\right)^2$-Kurven um so höher, je größer die Flammenlänge ist. Es heißt dies, daß mit zunehmender Flammenlänge T_0 zunimmt bzw. umgekehrt, wie das ja auch zu erwarten ist, weil die Flammenlänge mit zunehmender Strombelastung wächst. Die Zunahme von T_0 ist dabei allerdings nicht groß, weil T_0 in der dritten Potenz eingeht. Die L, v_0-Kurve nach (5) ist, weil dafür wegen $T_0 \gg T_e$ geschrieben werden kann

$$L \approx v_0 \frac{1}{2\,a\sigma T_e^2} \cdot \frac{1}{T_0}, \qquad (6)$$

weniger empfindlich gegen eine Variation von T_0 als die $\left(\frac{x}{v_0}\right)$, $\left(\frac{v_0}{v}\right)^2$-Kurven, und dies macht verständlich, warum sich die Meßpunkte in Fig. 14 um Geraden gruppieren. Auffallend ist jedoch die große Streuung, die über die durch die Genauigkeit der Meßmethode bedingte hinausgeht und keinen systematischen Gang zeigt. Nun wird aber nach Finkelnburg bei der Flammenbildung die Anodensubstanz vom festen Zustand

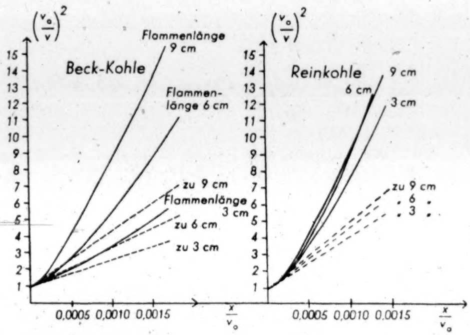

Fig. 16. $\left(\frac{v_0}{v}\right)^2$ in Abhängigkeit von $\left(\frac{x}{v_0}\right)$ mit Anfangstangenten.

expandiert in einen gasförmigen Zustand, welcher der Anfangstemperatur der Flamme entspricht. Man findet dafür für Kohlenstoff eine Expansion auf etwa das $10 \cdot T_0$fache und demgemäß nach einer schon von Finkelnburg[18]) durchgeführten einfachen Rechnung, den Zusammenhang

$$v_0 = 10 \cdot T_0 \cdot b \qquad (7)$$

zwischen der Anfangsgeschwindigkeit v_0 in der Flamme, der Anfangstemperatur T_0 und dem reinen Verdampfungsanteil b (cm/sec) des Anodenabbrandes[19]). Es sind also v_0 und T_0 nicht die einzigen Variablen, sondern es kommt noch der (stark stromstärkeabhängige) Abbrand herein, und es kann dieser Abbrand, weil abhängig nicht nur von der Stromstärke, sondern auch von der Kraterform u. dgl., von Flamme zu Flamme erheblich variieren. Im übrigen sei generell nochmals betont, daß die ganze hier zur Diskussion gestellte Theorie sicher nur eine erste grobe Näherung darstellt. Wenn auch die Auffassung, daß die Flamme nach außen weitgehend abgeschlossen (Sondierungen des Strömungsfeldes haben dies ergeben), gewissermaßen wie in einer Röhre verläuft, für die Konstanz des Querschnittes spricht, ist dies ebenso wie die Vernachlässigung aller seitlichen Massenverluste,

18) W. Finkelnburg, Zeitschr. f. Phys. **114**, 738, 1939.

19) Aus Gleichung (6) und (7) folgt, nebenbei bemerkt,

$$L \approx \frac{10}{2\,a\sigma T_e^2} \cdot b$$

als Beziehung zwischen Flammenlänge und Verdampfungsanteil des Abbrandes. Es müßte lohnend sein, diesem Zusammenhang in experimenteller Prüfung nachzugehen.

z. B. durch Reaktion mit der umgebenden Luft usw. sicher nur eben eine erste Näherung. Es ist jedoch bemerkenswert, daß die Abweichungen zwischen den experimentellen und den theoretischen Ergebnissen gerade in einer Richtung liegen, die ohne weiteres durch an sich plausible Annahmen verständlich gemacht werden können.

Von besonderem Interesse waren nun natürlich Aussagen über die Anfangstemperatur T_0. Es wurde versucht, hierüber in folgender Weise Aufschluß zu erhalten. Da die Störfaktoren, die an Stelle der theoretisch gefundenen $\frac{x}{v_0}$, $\left(\frac{v_0}{v}\right)^2$-Geraden gekrümmte Kurven bedingen, dicht vor der Anode noch ohne Einfluß auf die Kurvenform sind, muß dort die theoretische $\frac{x}{v_0}$, $\left(\frac{v_0}{v}\right)^2$-Gerade die geometrische Tangente an die experimentelle $\frac{x}{v}$, $\left(\frac{v_0}{v}\right)^2$-Kurve sein. Legt man also die Anfangstangenten an die experimentellen Kurven, so entsprechen diese dem wirklichen Temperaturverlauf $T(x)$ in der Flamme (abzüglich einer später noch diskutierten Korrektion) und geben $v(x)$-Werte – im folgenden bezeichnet als $v_T(x)$ zum Unterschied von den experimentellen $v(x)$ – die proportional zu $T(x)$ sind.

Um dies genauer durchzuführen, wurde eine große Reihe von Zeitlupenaufnahmen sowohl von Beckflammen als auch von Reinkohleflammen verschiedener Länge gemacht, aus denen Kurven nach Art der Fig. 13 erhalten wurden. Aus diesen wurden für die Flammenlängen 3, 6, 9 cm je eine Kurve gewonnen, deren Verlauf also schon von Einzelfehlern einigermaßen befreit war. Dies sind die ausgezogenen Kurven in Fig. 17. Hieraus wurden nach Gleichung (4) die Kurven von Fig. 16 gewonnen und die Anfangstangenten dazu gezeichnet, aus welchen man dann schließlich, wie oben beschrieben, die Geschwindigkeitskurven errechnen kann, die dem Verlauf der Temperatur in der Flamme proportional sind. In Fig. 17 sind ausgezogen die v-Kurven gezeichnet, die aus den Zeitlupenaufnahmen, wie oben beschrieben, gewonnen wurden. Die gestrichelten Kurven geben den Geschwindigkeitsverlauf v_T an, der proportional zum Temperaturverlauf ist.

Um daraus nun die Temperatur selbst zu erschließen, wurde die Temperatur an einer Stelle x (in der Nähe der Flammenspitze) dadurch annähernd gemessen, daß dünne Drähte (0,08 mm ⌀) von Metallen verschiedener Schmelztemperaturen in der Flamme zum Schmelzen gebracht wurden. Die so gefundenen Temperaturen – praktisch für die Spitze ($x = L$) – sind für die Beckflammen 3200° abs., für die Reinkohleflammen 3800° abs. Diese Temperaturen sind wohl annähernd richtig, vielleicht etwas zu klein, wegen der Wärmeverluste der Drähte durch Strahlung und Ableitung[20]). Damit wurden dann

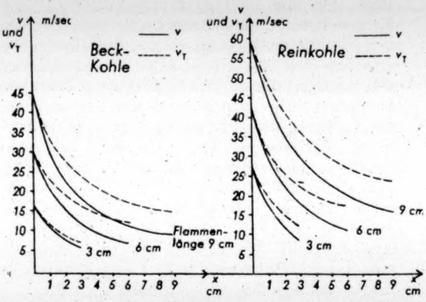

Fig. 17. v in Abhängigkeit von x (ausgezogene Kurven) v_T in Abhängigkeit von x (gestrichelte Kurven).

schließlich die Kurven von Fig. 18 gewonnen, die also für die 3 Flammenlängen die Temperatur in Abhängigkeit vom Ort x zeigen.

Die so ermittelten Temperaturen T_0 der Beckflammen (6400°–8800° abs.) am Kratergrund liegen höher als die von Finkelnburg und Schluge[21]) gemessenen. Abgesehen davon, daß der S. 53 bereits erwähnte Oberflächeneffekt bei Aufsicht auf den Anodenkrater Temperaturbestimmungen aus Strahlungsmessungen fälschen kann, dürfte diese Diskrepanz zwischen den T_0-Werten auf folgendes zurückzuführen sein: Stillschweigend wurde im Vorhergehenden stets angenommen, daß die Abstrahlung $a\sigma T^4$ anzusetzen ist mit demselben a-Wert (mittleren Absorptionsvermögen) in allen Teilen der Flamme, d. h. daß die Flamme unabhängig von T stets in gleicher Weise grau ist. Nach Angaben von Finkelnburg[22]) scheint nun aber a mit abnehmender Temperatur, d. h. zunehmender Entfernung der emittierenden Stelle von der Anode, abzunehmen. Revidiert man demgemäß die vor-

20) Nach brieflicher Mitteilung von Herrn Finkelnburg könnte unter Umständen auch eine Karbidbildung die Temperaturbestimmung nach dieser Schmelzmethode unsicher machen. Diesbezügliche Kontrollmessungen konnten noch nicht durchgeführt werden. Allzu groß kann dieser evtl. Fehler aber wohl nicht sein, da durch die Verwendung mehrerer verschiedener Schmelzmetalle ein Ausgleich vorhanden ist.

21) W. Finkelnburg und H. Schluge, Zeitschrift f. Phys. **119**, 218, 1942.

22) W. Finkelnburg, Zeitschr. f. Phys. **119**, 218, 1942.

hergehenden Überlegungen, so lassen sich zwar exakte quantitative Angaben aus Mangel an verfügbarem Meßmaterial über a (T) nicht mehr machen, aber es zeigt sich, daß man zu einer Korrektion der T_0-Werte kommt, die in Richtung einer Beseitigung der erwähnten Diskrepanz liegt. Für die in Fig. 18 angegebenen T (x)-Kurven liefert diese Korrektion für Beckflammen bei plausiblen Annahmen über eine Extrapolation aus den von Finkelnburg angegebenen a-Werten und über die Abstrahlung der Flammen bei derart örtlich variablem a eine Erniedrigung der T_0-Werte, die recht gut zu den von Finkelnburg angegebenen führt. Die so korrigierten Temperaturkurven sind in Fig. 19 gezeichnet. Für Reinkohleflammen fehlen meines Wissens experimentelle Unterlagen über a (T); da aber nach Fig. 18 T_0 nur wenig von der Flammenlänge abhängt, dürfte hier a praktisch konstant sein. Im einzelnen auf die hier angeschnittenen Fragen einzugehen, ist wohl noch verfrüht.

Über die Größe des Fehlers, der unseren Messungen anhaftet, ist folgendes zu sagen: Die Meßgenauigkeit ist an sich größer, als z. B. die starke unsystematische Streuung der v_0-Werte der Fig. 14 vermuten läßt. Auch die Meßgenauigkeit der ausgezogenen Kurven der Fig. 17, auf denen ja alle weiteren Überlegungen beruhen, ist an sich recht gut, da die Kurven Mittelbildungen aus einer großen Zahl von Einzelkurven darstellen. Aber sie sind darüber hinaus auch idealisierte Kurven. Es sind ja x und v in Fig. 17 und L und v_0 in Fig. 14 nicht die einzigen Variablen, sondern es kommt noch der (stark

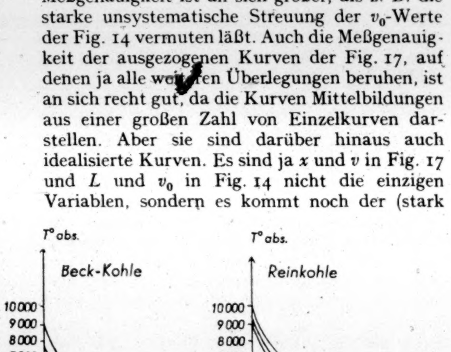

Fig. 18. T in Abhängigkeit von x mit konstantem mittlerem Absorptionsvermögen a.

stromstärkeabhängige) Abbrand (Verdampfung) der Anode hinzu. Und dieser Abbrand kann, weil abhängig nicht nur von der Stromstärke, sondern auch von der Kraterform usw. von Flamme zu Flamme erheblich variieren. Die eigentlichen Meßfehler (vielleicht $\pm$ 5 Proz.) dürften daher wesentlich geringer sein als die Schwankungen, die in der Natur der einzelnen Flammenbildung liegen, und von welch letzteren die Schwankungen der v_0-Werte in Fig. 14 ein anschauliches

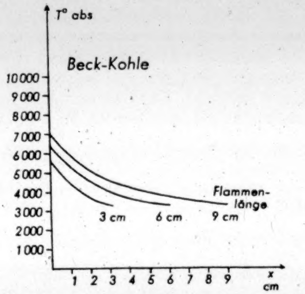

Fig. 19. T in Abhängigkeit von x mit variablem mittlerem Absorptionsvermögen a.

Bild geben. Die schließlich in den letzten Figuren gewonnenen Temperaturkurven sind daher auch Mittelbildungen, von denen einzelne Flammen weitgehend abweichen können. Hier ist natürlich auch der eigentliche Meßfehler größer, da die Bestimmung der Spitzentemperatur der Flamme durch Schmelzen dünner Drähte ja, wie schon erwähnt ist, keineswegs ideal ist, aber in Ermangelung eines Besseren gewählt werden mußte. Das gleiche gilt von der Korrektion der Temperatur der Beckflamme auf variables a (T). Doch kann man im ganzen wohl sagen, daß Fig. 19 für Beckflammen und Fig. 18 für Reinkohleflammen den wahren Temperaturverlauf leidlich wiedergeben.

Großen Dank schulde ich Herrn Professor Seeliger für die Anregung zu dieser Arbeit und für fördernde Diskussionen und Vorschläge. Den Siemens-Schuckert-Werken in Nürnberg danke ich sehr für weitgehende Unterstützung, Herrn Mechanikermeister Schulze vom Physikalischen Institut für seine Hilfe bei der Konstruktion der Drehspiegel- und Zeitlupenapparatur. Die Beschaffung des Elektronenstrahloszillographen verdanke ich der Helmholtz-Gesellschaft. Bei einem Teil der Messungen war mir Frau E. Horn behilflich.

Greifswald, Physikalisches Institut der Universität, im Januar 1944.

(Eingegangen 18. Februar 1944)

Über die Erzeugung von Ionenstrahlen

Von W. Bartholomeyczyk und R. Seeliger

Gestützt auf eigene Erfahrungen, die wir bei Versuchen zur Entwicklung einer Ionenquelle sammeln konnten, geben wir im folgenden eine zusammenfassende Übersicht über den derzeitigen Stand der Ionenquellenprobleme[1]). Wir beschränken uns dabei im wesentlichen auf Ionenquellen, die mit möglichst tiefen Drucken im Erzeugungsraum arbeiten, weil diese bekanntlich eine Reihe erheblicher Vorteile bieten und weil das einschlägige Schrifttum zum Teil schwer zugänglich ist und deshalb weniger bekannt zu sein scheint. Bei zwei viel benutzten Typen von Ionenquellen, nämlich dem Kanalstrahlrohr und dem Kapillarbogen, muß der Druck im Erzeugungsraum den im Beschleunigungsraum um Größenordnungen überschreiten, da das Kanalstrahlrohr nach Hailer[2]) einen Arbeitsdruck $1{,}8 \cdot 10^{-1}$ bis $8 \cdot 10^{-2}$ Torr, die Kapillarbögen nach Lamar, Buecherer und Compton[3]) von $1{,}8 \cdot 10^{-1}$ bis $4 \cdot 10^{-2}$ Torr[4]) erfordern. Zur Aufrechterhaltung des Druckunterschiedes sind daher die Dimensionen von Kanal- und Austrittsöffnung gewissen Bedingungen unterworfen, durch die eine Begrenzung des erreichbaren Ionenstromes bedingt ist. Geht man im Erzeugungsraum der Ionen zu tieferen Drucken über, so versagen diese Ionenquellen, da mit abnehmendem Gasdruck nicht nur die Ionisierungsausbeute abnimmt, sondern auch z. B. im Falle des Kapillarbogens die Entladung überhaupt erlischt. Auch der Niedervoltbogen als Ionenquelle[5]) verlangt immerhin noch einen relativ hohen Arbeitsdruck von 2–$3 \cdot 10^{-3}$ Torr und erreicht bei weitem nicht die Ionenströme der Kapillarbögen. Die Möglichkeiten zur Erhöhung der Ionisierungsausbeute der Elektronen bei gegebener Emission der Kathode liegen in der künstlichen Verlängerung der Laufwege der Elektronen. Dafür stehen zwei Verfahren zur Verfügung, die allerdings noch miteinander kombiniert werden können:

1. Die Elektronen pendeln in einer Potentialmulde hin und her (Bremsfeldanordnung),
2. die Elektronen bewegen sich auf Rollbahnkurven im transversalen Magnetfeld (Magnetronanordnung).

Die Pendelmethode ist z. B. mit großem Erfolg von Finkelstein und Smith[6]) und Heil[7]) angewandt worden. In beiden Anordnungen werden die Elektronen durch ein in der Pendelrichtung liegendes Magnetfeld gebündelt und am zu frühen Erreichen der Anode gehindert. Die einfachste Anordnung für die Bremsfeldmethode ist die der Bremsfeldröhre nach Barkhausen mit ebenen Elektroden, die von Gott, Korsunski und Lange[8]) zur Ionenerzeugung herangezogen wurde. Besonders wirkungsvoll soll eine Abänderung der Bremsfeldanordnung sein, die darin besteht, daß das Bremsgitter durch eine kleine Kugel ersetzt und der Erzeugungsraum von einem Gitter umgeben wird, das auf ein gegenüber der Kathode negativem Potential gehalten wird (vgl. Fig. 1a, b, die schematisch beide Anordnungen zeigt). Nach den Angaben der Verfasser ist es nicht möglich, unterhalb 10^{-4} Torr große Ionenströme zu erreichen, dagegen sollen bei einem Arbeitsdruck von $3{,}5 \cdot 10^{-4}$ Torr und 20 mA Emissionsstrom maximal 200–250 mA Ionenstrom erreichbar sein, was einer Ausbeute $I_+/I_- \sim 10$ entsprechen würde[9]). Die Voraussetzungen zum Erreichen derartiger Ausbeutewerte liegen offenbar darin, daß in der Röhre intensive Barkhausen-Schwingungen stattfinden, bei denen eine Elektronenwolke hoher Konzentration zwischen Kathode und Gegenelektrode hin- und herpendelt, so daß die Emission des Heizfadens nur den Abgang an Elektronen aus der Wolke zu decken hat; außerdem müssen die durch Ionisation erzeugten Elektronen sich zu einem erheblichen Prozentsatz in den Elektronentanz einordnen. Die Erregung einer ebenen Bremsfeldröhre ist allerdings an gewisse nicht leicht erfüllbare Bedingungen geknüpft. Es müssen homogene Feldverhältnisse herrschen, Maschenweite und Dicke des Gitter-

1) Vgl. die zusammenfassenden Berichte von Korsching, Physik. Zeitschr. **42**, 47, 1941, und Gentner, Ergebn. d. exakten Naturwiss. **19**, 107, 1940.

2) Wiss. Veröff. Siemens **17**, 321, 1938.

3) Phys. Rev. **51**, 936, 1937.

4) Die Angabe $2 \cdot 10^{-3}$ Torr von Tuve, Dahl und Havestadt, Phys. Rev. **48**, 241, 1935, widerspricht den Erfahrungen anderer Autoren, die mit der gleichen Anordnung gearbeitet haben; vgl. Lamar, Samson und Compton, Phys. Rev. **48**, 886, 1935.

5) Lamar und Luhr, Phys. Rev. **46**, 87, 1934; Tuve, Havestadt und Dahl, Phys. Rev. **48**, 315, 1935; Wells, Huxby, Stephan und Shoupp, Phys. Rev. **58**, 162, 1940.

6) Rev. Scient. Instr. **11**, 94, 1940.

7) Zeitschr. f. Phys. **120**, 212, 1943.

8) Journ. exp. theor. Phys. (russ.) **10**, 155, 1080, 1940; Journ. Phys. USSR. **3**, 385, 1940; **4**, 285, 1941; Bull. Acad. Sci. USSR., Sér. phys. **4**, 389, 1940.

9) Gelegentlich wird sogar ~ 20 angegeben.

drahtes müssen innerhalb geeigneter Grenzen liegen und die Elektronenreflexion an der Bremselektrode darf nicht zu diffus sein. Aus den russischen Veröffentlichungen ist nicht zu ersehen, welche Maßnahmen zur Homogenisierung des Feldes und zur Unschädlichmachung der diffusen Reflexion am Bremsgitter getroffen worden sind. Vergleicht man jedoch die Angaben der russischen Forscher mit den Ergebnissen anderer Autoren[10]), die das Pendelprinzip nun noch in Verbindung mit magneti-

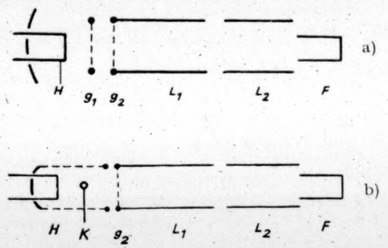

Fig. 1. Ionenquelle nach Gott, Korsunski und Lange. a) Bremsfeldanordnung. *H* Glühkathode, g_1 Beschleunigungsgitter, g_2 Bremsgitter, L_1 und L_2 Fokussierungszylinder, *F* Faradaykäfig. b) Anordnung mit Zentralfeld. *H* Glühkathode, g_2 Bremsgitter, L_1 und L_2 Fokussierungszylinder, *F* Faradaykäfig, *K* Kugel als Ersatz für g_1.

scher Fokussierung der Elektronen benutzen, wodurch also die diffuse Reflexion unschädlich gemacht wird, und die zum Teil, wie Finkelstein und Heil, noch ohne Beschleunigungsgitter, das ja stets einen Teil der Elektronen vor dem Ionisierungsakt wegfängt, auskommen, so stellt man einen starken Widerspruch fest. Die Angaben der russischen Forscher sind daher vermutlich entweder auf fehlerhafte Ionenstrommessung oder auf fehlerhafte Druckmessung zurückzuführen, da bei zu hohem Druck zwischen Faradaykäfig und den übrigen Teilen eine Glimmentladung brennen kann. Es sei dazu noch bemerkt, daß wir selbst mit Versuchsröhren, die möglichst genaue Kopien der russischen waren, die erwähnten Ergebnisse nicht nur nicht bestätigen konnten, sondern fanden, daß die Ionenstromausbeute noch unter den nach dem Pendelprinzip mit magnetischer Bündelung erreichten liegt.

Versuche, das Magnetron mit Gasfüllung als Ionenquelle zu benutzen, sind von Braude, Vigdortschik und Slutzkin[11]) sowie von Getting[12]) unternommen worden. Sitnikow[13]) hat durch Berechnung der mittleren Elektronenbahnlänge die Ionenerzeugung abschätzen können. Von den erzeugten Ionen kann nur ein Teil nutzbar als Ionenstrom durch das longitudinale Feld der Heizspannung herausgeführt werden, während alle Ionen, die innerhalb eines kritischen Radius erzeugt werden, auf den Kathodendraht fallen und zu der gefürchteten Rückheizung Anlaß geben. Man kann allerdings durch die Wahl der Anodenspannung und der geometrischen Dimensionen das Hauptionisationsgebiet in Anodennähe legen und so die Rückheizung herabsetzen. Bei Drucken bis herauf zu 10^{-5} Torr scheint die Sitnikowsche Überlegung die Vorgänge richtig zu beschreiben. Slutzkin gibt Ionenstromausbeuten von 140 μA an, was mit unseren Beobachtungen in diesem Druckgebiet übereinstimmt. Bei Drucken von 10^{-4} bis 10^{-3} Torr versagen die Überlegungen Sitnikows, die auf das Hochvakuum zugeschnitten sind. Es bildet sich dann im Magnetronzylinder eine intensive Bogenentladung aus. Aus beiden Seiten, nicht nur am negativen Heizdrahtende, tritt ein intensiv leuchtendes Bündel aus dem Zylinder aus, das mit wachsendem Abstand vom Magnetron diffuser wird und sich auf beträchtliche Länge (30 cm) züchten läßt. Die Annahme der russischen Forscher, daß es sich hierbei um einen Ionenstrahl handelt, konnten wir nicht als richtig bestätigen. Aus Sondenmessungen im Bündel und aus Ablenkversuchen mit magnetischen Querfeldern schließen wir, daß das Bündel aus einem neutralen Plasma hoher Konzentration besteht, das längs der magnetischen Kraftlinien aus dem Magnetronzylinder heraus diffundiert. Aus diesem Bündel lassen sich jedoch sekundär Ionenströme absaugen, die größenordnungsmäßig 10 Proz. des Anodenstromes betragen. Die Ionenstromstärke einer Gasmagnetronionenquelle ist also nur durch die Belastbarkeit des Magnetrons und durch Fokussierungsschwierigkeiten begrenzt. Allerdings ist eine praktische Verwendung als Ionenquelle dadurch erschwert, daß infolge des Ionenaufpralls der Heizfaden einer starken Zerstäubung ausgesetzt und in seiner Lebensdauer außerordentlich begrenzt ist.

Es lag nahe, die Rückheizung durch Ionenaufprall als einzige Heizquelle der Kathode heranzuziehen, um die Lebensdauer herauf-

10) Finkelstein, Rev. Scient. Instr. **11**, 94, 1940; Heil, Zeitschr. f. Phys. **120**, 212, 1942; M. v. Ardenne, Physik. Zeitschr. **43**, 91, 1942; Baumgartner, Extermann, Gugelot, Preiswerk und Scherrer, Helv. Phys. Acta **15**, 333, 1942.

11) Journ. exp. theor. Phys. (russ.) **5**, 66, 1935; Journ. techn. Phys. (russ.) **5**, 1362, 1935; **6**, 1657, 1936.

12) Phys. Rev. **59**, 467, 1941.

13) Journ. techn. Phys. (russ.) **8**, 1433, 1527, 1938.

zusetzen. Wir haben daher eine Anordnung entwickelt, bei der der Heizdraht durch einen massiven Molybdänstift ersetzt wird. Das Austreten des Plasmabündels wird durch Anbringen einer Scheibe am Kathodenstift auf eine Seite beschränkt (Fig. 2). Diese Anordnung liefert ebenfalls, allerdings erst bei Drucken oberhalb 10^{-2} Torr, da nur dann die Rückheizung den Kathodenstift auf Emissionstemperatur bringt, intensive Plasmabündel. Da jetzt der Anodenstrom fast unbegrenzt gesteigert werden kann, sind Ionenströme bis 100 mA erreichbar. Man muß dabei allerdings den höheren Betriebsdruck mit in Kauf nehmen und bei praktischer Anwendung eine Druckstufe einbauen. Der Hauptvorteil des Gasmagnetrons, der geringe Arbeitsdruck von 10^{-4} bis 10^{-3} Torr, geht dabei natürlich verloren, und durch den Einbau eines Kanals als Druckstufe wird die Ionenstromausbeute wesentlich herabgesetzt. Wir haben jedoch beobachtet, daß unter gewissen, zur Zeit leider noch nicht exakt reproduzierbaren Bedingungen für den Druck und die Anodenstromstärke bei passenden Magnetfeldern eine Selbstfokussierung des Plasmabündels auf einem Querschnitt von 1–2 mm eintritt, so daß der Ausbeuteverlust durch den Kanal unter Umständen stark herab-

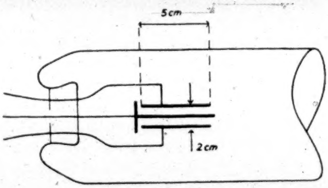

Fig. 2. Stiftmagnetron.

gesetzt werden kann[14]). Versuche, den Arbeitsdruck des Stiftmagnetrons wesentlich herabzusetzen, haben uns bisher noch nicht zu einem Erfolg geführt.

Um die Rückheizung und Zerstäubung des Heizfadens zu vermeiden, kann man die Elektronen in den Magnetronzylinder einschießen und am anderen Ende durch eine Blende auf Kathodenpotential reflektieren. Man gelangt dann zu einer Anordnung, wie sie Fig. 3 zeigt. Die Bewegung der Elektronen ist hier zusammen-

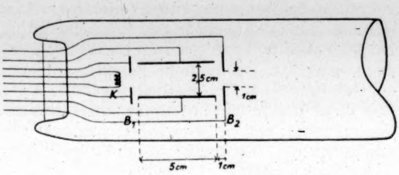

Fig. 3. Pendelmagnetron. *K* Glühkathode, B_1 und B_2 Reflexionsblenden.

gesetzt aus einer Pendelbewegung in axialer Richtung und einer Rollbahnbewegung senkrecht dazu. Es treten hier ähnliche Erscheinungen wie beim Gasmagnetron auf. Aus der Blende tritt ein intensives Plasmabündel aus, aus dem sich Ionenströme der Größenordnung 10 Proz. des Anodenstromes herausziehen lassen. Da hier jedoch im Gegensatz zum Magnetron der Anodenstrom nicht beliebig gesteigert werden kann, weil keine Bogenentladung zu erhalten ist, ist die Ergiebigkeit des Pendelmagnetrons durch die Emissionsfähigkeit der Glühkathode begrenzt. Im übrigen ist auch hier die Kathode dem Beschuß von Ionen ausgesetzt, wenn auch in wesentlich geringerem Maße als beim Gasmagnetron, so daß auch hier noch die Lebensdauer der Kathode durch die Zerstäubung herabgesetzt wird. Gegenüber der ähnlichen Anordnung von Heil[7]) ist die prozentuale Ionenstromausbeute geringer, obwohl die Absaugung der erzeugten Ionen gegenüber der Heilschen Anordnung nicht senkrecht zum Magnetfeld, sondern in Magnetfeldrichtung erfolgt und ein Eingriff des Saugfeldes in den Erzeugungsraum nicht erfolgt. Die Ursache dürfte darin zu sehen sein, daß unsere Anordnung noch nicht zur optimalen Ausbeute gebracht werden konnte, da uns infolge Beschränkung auf Spulen nur Magnetfelder bis zu 150 Gauß zur Verfügung standen.

Im Pendelmagnetron bleibt bei dem höheren Druck von 10^{-2} bis $5 \cdot 10^{-3}$ Torr auch nach Abschalten der Heizung eine schwache Entladung bestehen. Die nähere Untersuchung dieser Entladung in vereinfachten Anordnungen (Fig. 4) ergab, daß bei gewissen Anodenspannungen und kritischen Magnetfeldern eine außerordentliche Steigerung der Entladungsstromstärke von einigen mA bis auf 200 mA auftreten kann, die mit dem Entstehen intensiver Schwingungen der Wellenlänge 20–40 cm verbunden ist. Das Auf-

14) Die Einführung einer Kanalelektrode zum Absaugen der Ionenströme aus dem Plasmabündel bedeutet im Grunde eine Kombination des Kanalstrahlrohres mit dem Stiftmagnetron, da die Kanalelektrode auf Kathodenpotential oder auf noch negativeres gebracht werden muß. Bei der Entwicklung einer solchen kombinierten Ionenquelle gewinnt man gegenüber dem Kanalstrahlrohr den Vorteil, daß mit wesentlich geringeren Betriebsspannungen (1–2 kV gegenüber 10–100 kV) gearbeitet werden kann und daher die Geschwindigkeitshomogenität des Ionenstrahls größer wird.

treten der Schwingungen ist, wie Versuche mit verschiedenem Blendenmaterial zeigten, an hohe Sekundäremissionsausbeute der als Kathode fungierenden Blenden gebunden. Als besonders günstig erwiesen sich Aluminium und Nickel-Beryllium-Legierungen, wobei allerdings Aluminium infolge des niedrigen Schmelzpunktes bei den hohen Belastungen nach kurzer Betriebsdauer schmilzt. Da die hohe Sekundäremission an Oxydschichten der Kathoden gebunden ist und diese durch die Entladung abgetrommelt werden, sind die Schwingungen nur bei Zumischung von Sauerstoff zum Füllgas (*He*) einigermaßen stabil zu erhalten. Sie erfolgen dann in tonfrequentem Rhythmus, da beim Schwingen die Oxydschicht abgetrommelt wird,

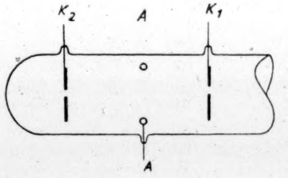

Fig. 4. Sekundäremissionsquelle. K_1 und K_2 Sekundäremissionskathoden, A Ringanode.

so daß die Sekundäremission zur Erzeugung der Schwingung nicht mehr ausreicht, während in der Ruhphase die Oxydschicht sich wieder ausbildet. Ohne Schwingungen findet eine Gasentladung mit dem bekannten Mechanismus statt, wobei allerdings wegen der Pendelung der Elektronen die Ionisierungsausbeute erhöht und das Brennen der Entladung bei dem tiefen Druck von $5 \cdot 10^{-3}$ Torr und den geringen Anodenspannungen von ungefähr 2000 Volt überhaupt erst ermöglicht wird[15]). Wenn die Schwingungen einsetzen, pendeln die Elektronen aussortiert im Takt zwischen den Kathoden hin und her und vervielfachen sich durch Sekundäremission bis auf eine durch Verluste bedingte Konzentration. Neben diesem Mechanismus, der mit dem der Farnsworth-Röhre übereinstimmt, werden Plasmaschwingungen[16]) eine erhebliche Rolle spielen, da nach unseren Beobachtungen der Gasdruck für das Auftreten der Schwingungen kritisch ist. Die aus der mittels Anodenspannung und Dimension berechnete Wellenlänge stimmt mit der gemessenen Wellenlänge größenordnungsmäßig überein. Eine praktische Verwendung dieser Anordnung als Ionenquelle ist an die Beseitigung der Instabilität der Schwingungen wegen der Zerstörung der Sekundäremissionsfähigkeit der Kathode gebunden. Die Nickel-Beryllium-Kathoden, die wegen ihres höheren Schmelzpunktes dem Aluminium vorzuziehen sind, müßten aus in kleinen Bezirken gegeneinander versetzten Schichten von Oxyd und Metall bestehen, so daß, wenn eine Stelle ihre Emission wegen der Abtrommelung der Oxydhaut verloren hat, eine Nachbarstelle dafür einspringen kann. Wenn die Entwicklung solcher hoch belastbarer Kathoden gelingt, hat man in unserer Anordnung eine konstruktiv sehr einfache und dabei sehr ergiebige Ionenquelle mit praktisch beliebiger Lebensdauer zur Verfügung.

Der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung danken wir für Herstellung von Versuchsröhren, für Edelgase und sonstiges Material. Die *Ni-Be*-Legierung hat uns Herr Dr. Rohn (Heraeus) zur Verfügung gestellt. Die Mechanikermeister Schulze und Naundorf und der Glasbläser Röhrdanz des Instituts haben sich in eifrigster Weise für die ihnen gestellten Aufgaben eingesetzt.

15) Die Anwendung des Pendelprinzips auf das Kanalstrahlrohr durch Benutzung einer zweiten Kathode symmetrisch zur Kanalelektrode als Endplatte des Anodenzylinders ist bisher unseres Wissens noch nicht versucht worden. Man würde damit neben einer erheblichen Herabsetzung der Betriebsspannung wohl auch eine Herabsetzung des Betriebsdruckes erreichen können.

16) Vgl. Ionescou, C. R. **202**, 1842, 1936; **203**, 57, 1936; **204**, 1411, 1937; **205**, 54, 1938.

Greifswald, Physikalisches Institut der Universität, Januar 1944.

(Eingegangen 13. März 1944)

Resonanzbedingung und Dee-Form beim Zyklotron

Von E. Bagge

Zusammenfassung

Es wird gezeigt, daß bei geeigneter Abänderung der Deeform die Umlaufszeiten der Teilchen gegenüber der halbkreisförmigen Konstruktion um weniger geändert werden, als dies schon durch die relativistischen Effekte bewirkt wird. Die Einhaltung der Resonanzbedingung ist also nicht gefährdet, wenn an Stelle der bisherigen Deeform eine kapazitätsärmere verwendet wird, bei der die beiden Plattenpaare nach dem Rande hin weiter voneinander entfernt sind.

1. Einleitung

Bei großen Zyklotronen bedarf es bekanntlich leistungsfähiger Senderanlagen, wenn man erreichen will, daß die Deespannungen Werte zwischen etwa 30–100 kV besitzen. Die Kapazitäten der Dees sowohl gegen Erde als auch gegeneinander betragen bei den heutigen Konstruktionen größenordnungsmäßig 100 cm, und diese hohen Werte sind letzten Endes dafür verantwortlich, daß große Sendeenergien zur Steuerung der Dees erforderlich sind.

Einerseits nämlich sind beträchtliche Ströme von einigen 100 A nötig, um bei den in Betracht kommenden Frequenzen zwischen $1-2\cdot 10^7\,\mathrm{sec}^{-1}$ die Dees auf die hohe Spannung zu bringen, und andererseits lassen sich die Hochfrequenzwiderstände nicht unter einen gewissen Wert der Größenordnung 0,1 Ohm herunterdrücken. Die Ströme und die Hochfrequenzwiderstände zusammen bestimmen aber die aufzuwendende Sendeleistung. Eine Herabsetzung der letzteren bei gleicher Deespannung bzw. eine Erhöhung der Deespannung bei gleichbleibender Hochfrequenzenergie ist also nur durch eine Kapazitätsverminderung der Dees zu erreichen.

In dieser Arbeit soll nun eine besondere, gegenüber den bisherigen Deekonstruktionen kapazitätsärmere Deeform auf ihre Brauchbarkeit untersucht werden, bei der die Kapazitätsverminderung dadurch erreicht wird, daß der Zwischenraum zwischen den beiden Plattenpaaren gegen den Rand zu vergrößert ist. Insbesondere soll untersucht werden, inwieweit durch die anderen Feldverhältnisse im Beschleunigungsbereich die Bahnform der Teilchen verändert wird und dieses sich auf die Einhaltung der Resonanz auswirkt.

Unter den unendlich vielen möglichen Schnittformen für die Begrenzung der Dees wird dabei eine solche gewählt, die erstens mathematisch leicht zu behandeln ist und die außerdem den Vorteil hat, daß die durch sie bewirkten Laufzeitänderungen der Teilchen dieselbe r-Abhängigkeit besitzen wie die von den relativistischen Effekten herrührenden. Man hat dann eine sehr einfache Möglichkeit, beide gegeneinander abzuschätzen, und es wird sich zeigen, daß die von der Verformung der Dees herrührenden Laufzeitänderungen immer noch klein sind gegen die durch die relativistische Massenzunahme bewirkten.

Die Kapazitätsverminderung bei dieser Konstruktion kann etwa 10–15 Proz. betragen. Bei gleichbleibender Senderleistung würde man also mit einem Spannungsgewinn von gleicher Größe an den Dees zu rechnen haben.

2. Die Form der Dees

Wie schon oben besprochen wurde, sollen die Platten so geformt sein, daß für größere Radien der Abstand zwischen ihnen wächst (siehe Fig. 1).

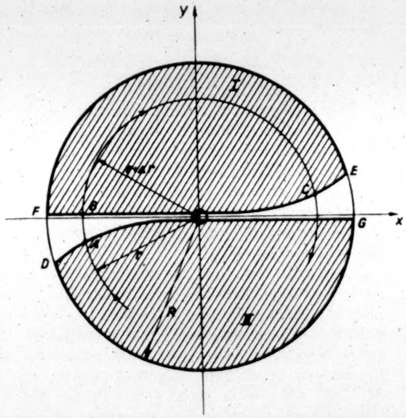

Fig. 1. Die Form der Dees. Unsymmetrische Bauart

Es werde dabei aber angenommen, daß die Entfernungen DF und EG immer noch kleiner bleiben als der Radius R der äußeren Deebegrenzung.

Die Schnittkurve $FBOCE$ ist jetzt so gewählt, daß FBO eine gerade Linie darstellt, während die Kurve OCE nach der Gleichung verläuft:

$$y = \delta \cdot x^5. \qquad (1)$$

δ ist dabei zunächst noch willkürlich wählbar. Für die hier durchgeführten Rechnungen ist es allerdings nötig, seine Größe so zu be-

stimmen, daß die Entfernung GE nicht größer als $\frac{R}{2}$ wird, da sonst die benutzten Reihenentwicklungen versagen. Das Entsprechende gilt natürlich für die ganz symmetrische Begrenzungslinie $DAOG$ des Dee II.

Unsere Aufgabe ist es nun, die Laufzeit eines Teilchens auf der Kurve ABC zu ermitteln und diese mit der durch die Resonanzbedingung geforderten zu vergleichen.

Bei der Berechnung dieser Laufzeit wird auf folgendes zu achten sein. Bevor das Teilchen den Punkt A erreicht, durchläuft es eine Kreisbahn mit dem Radius r. Im Bereich zwischen A und B wird es dann um die Deespannung beschleunigt. Seine Bahnkurve stellt in diesem Gebiete nicht etwa den Teil eines Kreisbogens dar, vielmehr besitzt diese eine kompliziertere Gestalt, die man am einfachsten dadurch beschreiben kann, daß sich der Krümmungsradius der Kurve vom Werte r bei A zum Werte $r + \Delta r$ bei B vergrößern muß. Die Kurve BC, die das Teilchen dann im Innern des Dee I beschreibt, ist wieder Teil einer Kreisbahn mit dem Halbmesser $r + \Delta r$.

3. Die Feldverteilung zwischen den Dees

Für eine genaue Bahnberechnung benötigen wir zunächst den Feldverlauf zwischen den Dees. Wir wollen ihn bestimmen unter der Annahme, daß man von den Feldstärkekomponenten in der z-Richtung absehen kann, daß man also nur die Feldgleichungen für das Problem in der x-y-Ebene unter den vorgegebenen Randbedingungen zu lösen braucht.

Dies trifft zwar im allgemeinen sicher nicht zu[1]). Das im folgenden berechnete Feld wird aber mit dem über alle Z-Werte zwischen den beiden Deebegrenzungsebenen gemittelten in guter Näherung übereinstimmen, und dies ist für die hier behandelte Frage nur günstig, da ja die Teilchen sowieso nicht genau in der Mittelebene zwischen beiden Plattenpaaren umlaufen, sondern um diese die bekannten Schwingungen ausführen[2]).

Die zweidimensionale Laplacesche Differentialgleichung für das Potential V lautet in Polarkoordinaten:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial R}{\partial r} - \frac{\lambda^2}{r^2} R = 0 \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} + \lambda^2 \Phi = 0. \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

1) Siehe dazu R. R. Wilson, Phys. Rev. **53**, 1, 1938.

2) Siehe dazu M. E. Rose, Phys. Rev. **53**, 392, 1938.

Dabei ist angenommen, daß sich V darstellen läßt als Produkt aus den Funktionen $R(r)$ und $\Phi(\varphi)$.

Mit dem Ansatz:

$$R(r) = a \cdot r^n \quad (3)$$

folgt für λ der Wert:

$$\lambda = \pm n. \quad (4)$$

Da außerdem

$$\Phi(\varphi) = \beta \sin n\varphi \quad (5)$$

gleichzeitig auch die zweite Gleichung von (2) erfüllt, so ist jedenfalls:

$$V = \gamma \sin n\varphi \cdot r^n \quad (6)$$

eine Lösung der Laplaceschen Gleichung.

Solange man sich nun auf kleine Winkel φ beschränkt, gilt auch angenähert:

$$V \approx \gamma \cdot n \cdot \varphi \cdot r^n. \quad (7)$$

Da andererseits bis auf Glieder dritter und höherer Ordnung in $\frac{y}{x}$ der Winkel φ sich ersetzen läßt durch

$$\varphi \approx \frac{y}{x} \quad (8)$$

und unter gleicher Voraussetzung gilt:

$$r \approx x\left(1 - \frac{y^2}{2x^2}\right), \quad (9)$$

so können wir das Potential zwischen den Dees darstellen in der Form:

$$V = \gamma \cdot n \cdot \frac{y}{x} \cdot x^n. \quad (10)$$

Dabei sind auch hier wieder die Glieder mit $\frac{y^3}{x^3}$ und allen höheren Potenzen von $\frac{y}{x}$ fortgelassen. Hat jetzt die Schnittkurve zwischen den Dees die Gestalt:

$$y = \delta x^5, \quad (11)$$

so ist zu verlangen, daß das Potential (10) etwa für die negativen x-Werte während einer bestimmten Phasenanlage der Spannung längs der Begrenzungslinie (11) konstant gleich V_0 sei, während es auf der anderen Grenzlinie des gegenüberliegenden Plattenpaares längs $y = 0$ den Wert 0 besitzt. Man sieht sofort, daß sich für $n = -4$ in Gleichung (10) beide Forderungen gleichzeitig erfüllen lassen.

Das Potential

$$V = \frac{V_0}{\delta}\frac{y}{x^5} \quad (12)$$

hat also die Eigenschaften, daß es einerseits die Grenzbedingungen befriedigt, wie man durch

Einsetzen von Gleichung (11) in (12) sofort bestätigt, andererseits aber auch bis zu den in $\frac{y}{x}$ quadratischen Gliedern als Lösung der Laplaceschen Differentialgleichung zu betrachten ist.

Dieses Feld (12), zusammen mit dem konstanten Magnetfeld in der z-Richtung, ist nun maßgebend für die Bewegung des Teilchens im Raume zwischen den beiden Plattenpaaren.

4. Lösung der Bewegungsgleichungen

Es sind nunmehr die Bewegungsgleichungen des Teilchens für den Raum zwischen den Dees bei Berücksichtigung der Wirkungen des elektrischen und des magnetischen Feldes zu lösen, um damit die Gestalt der Bahnkurve in diesem Gebiete bestimmen zu können.

Es erweist sich dabei als zweckmäßig, den Mittelpunkt des Kreises vom Radius r, der bei A ins Feld eintritt, nicht genau nach O zu verlegen, sondern ihm die Koordinaten $\left(-\frac{\Delta r}{2}, -\frac{w}{2}\right)$ zu geben.

Die Größe Δr ist dabei die Differenz der Krümmungsradien zweier aufeinanderfolgender Kreisbahnen und w eine kleine Länge, die bestimmt ist durch das Produkt aus dem Radius R und der Differenz der Neigungswinkel der Kurve BA im Punkte B gegen die x-Achse, wenn man die Bahn einmal mit und einmal ohne elektrisches Feld berechnet. (Im zweiten Falle reine Kreisbahn mit Radius r.)

Der Kreis mit dem Radius $r + \Delta r$ hat dann nämlich annähernd den Mittelpunkt $\left(\frac{\Delta r}{2}, \frac{w}{2}\right)$, während der nächstfolgende für die Bahn $r + 2\Delta r$ wieder die Koordinaten des ersten $\left(-\frac{\Delta r}{2}, -\frac{w}{2}\right)$ besitzt. Dies gilt, solange man von den Effekten zweiter Ordnung absieht.

Man erreicht auf diese Weise also, daß sich das ganze Geschehen in symmetrischer Form in bezug auf die Lage des Mittelpunktes der Dees abspielt und, im ganzen gesehen, stationäre Verhältnisse vorliegen.

Die Bewegungsgleichungen für das Potential V und das Magnetfeld H zwischen beiden Plattenpaaren lauten jetzt:

$$\left.\begin{aligned} \ddot{x} &= \quad a\,\frac{y}{x^6} + \omega\dot{y} \\ \ddot{y} &= -b\,\frac{1}{x^5} - \omega\dot{x} \end{aligned}\right\} \qquad (13)$$

Dabei sind die Abkürzungen benutzt:

$$a = \frac{5\,e\,V_0}{m\,\delta}\,; \qquad b = \frac{e\,V_0}{m\,\delta}\,; \qquad \omega = \frac{e\,H}{m\,c}. \qquad (14)$$

Zur Bestimmung der Lösung von Gleichung (13) werden wir uns mit Vorteil des Umstandes bedienen, daß ohne elektrisches Feld die Bahn AB (Fig. 1) genau Kreisform besäße. Da die Änderungen, die das hinzukommende elektrische Feld bewirkt, nur kleine sind, läßt sich die Lösung von Gleichung (13) einfach durch eine Entwicklung nach den Abweichungen der Bahnkurve von der Kreisform gewinnen.

Man setzt darum an:

$$\left.\begin{aligned} x &= -r\cos\omega T - \frac{\Delta r}{2} + \xi(T) \\ y &= \quad r\sin\omega T - \frac{w}{2} + \eta(T)\,. \end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

Die Zeit T ist so gewählt, daß für $T = 0$ die Koordinatenwerte lauten:

$$x = -r - \frac{\Delta r}{2}\,; \qquad y = -\frac{w}{2}.$$

Für $\xi = \eta = 0$ stellt Gleichung (15) also eine Kreisbahn dar mit dem Mittelpunkt $\left(-\frac{\Delta r}{2}, -\frac{w}{2}\right)$, wie es oben besprochen wurde.

Die Funktionen $\xi(T)$ und $\eta(T)$ beschreiben die Abweichungen der Bahnkurve von der Kreisform und sind durch Einsetzen von Gleichung (15) in (13) zu ermitteln. Man erhält für ξ und η die Differentialgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \ddot{\xi} &= a\,\frac{r\sin\omega T - \frac{w}{2} + \eta}{\left(r\cos\omega T + \frac{\Delta r}{2} - \xi\right)^6} + \omega\dot{\eta} \\ \ddot{\eta} &= \frac{b}{\left(r\cos\omega T + \frac{\Delta r}{2} - \xi\right)^5} - \omega\dot{\xi}\,. \end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

Es werde angenommen, daß für $T = T_1$ das Teilchen sich im Punkte A befindet. Zu diesem Zeitpunkt sind die Größen ξ, η, $\dot{\xi}$, $\dot{\eta}$ alle gleich Null. Wir werden jetzt einfach ξ und η aus Gleichung (16) in erster Näherung bestimmen können, indem wir die Reihenentwicklung ansetzen:

$$\left.\begin{aligned} \xi &= \alpha\Delta t^2 + \alpha_1\Delta t^3 + \cdots \\ \eta &= \beta\Delta t^2 + \beta_1\Delta t^3 + \cdots, \end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

wobei Δt definiert ist durch die Gleichung $T = T_1 + \Delta t$. Der Ansatz (17) ist dann schon so gewählt, daß die Grenzbedingungen $\xi = \eta = 0$; $\dot{\xi} = \dot{\eta} = 0$ für $\Delta t = 0$ erfüllt sind.

Für eine erste Näherung wird es genügen, nur die Koeffizienten der in Δt quadratischen Glieder zu ermitteln und alle höheren zu vernachlässigen.

Weiter werden wir bei den folgenden Rechnungen stets berücksichtigen, daß gilt $(A = A(x_0, y_0))$:

$$w(r) \ll y_0(r) \ll r. \qquad (18)$$

Diesem Umstand läßt sich Rechnung tragen, indem man bei den Reihenentwicklungen die Glieder mit w^2 vernachlässigt, während die Summanden mit $\left(\frac{y}{x}\right)^2$ noch mitgeführt und erst die Glieder dritter Ordnung gestrichen werden. Dies erweist sich deshalb als notwendig und konsequent, weil w selbst, wie noch zu zeigen ist, quadratisch von y abhängt. Außerdem aber entspricht es genau der in Gleichung (12) abgeleiteten Näherung für den Feldverlauf zwischen den Dees.

Bei den Rechnungen wird außerdem noch die Differenz der Krümmungsradien Δr zweier aufeinanderfolgender Kreisbahnen eingehen. Diese Größe besitzt bei den heute gebräuchlichen Zyklotronen im Zentrum der Dees den Wert von 1–2 cm. Sie nimmt aber für größere Radien r umgekehrt proportional zu r ab und hat in jenem Bereich, in welchem die relativistischen Effekte anfangen, merklich zu werden, nur noch eine Ausdehnung von etwa 1 mm (je nach den Betriebsdaten natürlich etwas verschieden). Damit aber ist sie vergleichbar mit den w-Werten und soll bei den Reihendarstellungen genau so behandelt werden wie w selbst. Es ist natürlich zu beachten, daß die Strecke Δr nicht in innerem Zusammenhang mit den obigen Entwicklungen steht und bei festem r einen Wert besitzt, der durch Deespannung, Teilchenmasse und Magnetfeld unmittelbar bestimmt wird. Bei den Rechnungen werden wir aber trotzdem alle Glieder, die mit $(\Delta r)^2$ und höheren Potenzen von Δr multipliziert sind, und ebenso die gemischten Produkte zwischen w und Δr bzw. $\left(\frac{y}{x}\right)^2$ und Δr einfach fortlassen.

Setzt man unter Berücksichtigung dieser Verhältnisse jetzt Gleichung (17) in (16) ein, so folgt:

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \frac{a r \sin\omega T_1 - \frac{w}{2}}{2 r^6 \cos^6 \omega T_1} \approx \frac{a \omega T_1}{2 r^5} \\ \beta &= \frac{b}{2 r^5 \cos^5 \omega T_1} \approx \frac{b}{2 r^5}. \end{aligned}\right\} \qquad (19)$$

Die Bahnkurve A, B wird also in erster Näherung bestimmt durch die Gleichungen [siehe Gleichung (15)]

$$\left.\begin{aligned} x &= -r\cos\omega T - \frac{\Delta r}{2} + \frac{\alpha\omega T_1}{2 r^5}(T - T_1)^2 \\ y &= r \sin\omega T - \frac{w}{2} + \frac{b}{2 r^5}(T - T_1)^2. \end{aligned}\right\} \qquad (20)$$

Die hier interessierende Neigung der Bahn ergibt sich damit aus

$$\frac{dx}{dy} = \frac{r\omega \sin\omega T + \frac{a\omega T_1}{r^5}(T - T_1)}{r\omega\cos\omega T + \frac{b}{r^5}(T - T_1)}. \qquad (21)$$

Die Zeit T_0, zu der das Teilchen die x-Achse überschreitet, bestimmt sich nach Gleichung (20) aus der Beziehung:

$$r\omega T_0 - \frac{w}{2} + \frac{b}{2 r^5}(T_0 - T_1)^2 = 0. \qquad (22)$$

Daraus folgt in erster Näherung $(T_0 \ll T_1)$:

$$T_0 = \frac{w}{2\omega r} - \frac{b T_1^2}{2\omega r^6}. \qquad (23)$$

Für die Neigung der Bahnkurve im Punkte B entnimmt man aus Gleichung (21) und (23):

$$\left(\frac{dx}{dy}\right)_{y=0} = \frac{w}{2r} - \frac{b T_1^2}{2 r^6} - \frac{a T_1^2}{r^6} = \frac{w}{2r} - \frac{11\, a T_1^2}{10\, r^6}. \qquad (24)$$

Dies liefert eine Möglichkeit zur Bestimmung von w, denn entsprechend unserer Forderung, daß der bei B beginnende Kreisbogen mit dem Radius $r + \Delta r$ die Mittelpunktskoordinaten $\left(\frac{\Delta r}{2}, \frac{w}{2}\right)$ besitze, ist zu verlangen, daß gilt:

$$\left(\frac{dx}{dy}\right)_{y=0} = -\frac{w}{2r}. \qquad (25)$$

Und damit folgt durch Vergleich der Ergebnisse von Gleichung (24) und (25) der Wert für w:

$$w = \frac{11\, a T_1^2}{10\, r^5} \approx \frac{11\, a}{10\, r^5 \omega^2} \cdot \frac{y^2}{r^2}. \qquad (26)$$

Durch Festlegung dieser Größe w gelingt es, die Laufzeit des Teilchens von A über B nach C zu ermitteln, wie dies nunmehr auch durchgeführt werden soll.

Das Ergebnis (26) rechtfertigt ferner nachträglich die bei den Rechnungen stets benutzte Annahme, daß w quadratisch in $\frac{y}{r}$ bzw. $\frac{y}{x}$ sei, da der Ausdruck w den Quotienten $\frac{y^2}{x^2}$ als Faktor enthält.

5. Die Berechnung der Weglänge des Teilchens

Im folgenden werde die Laufzeit τ berechnet. Dazu ist es nötig, die Längen der Kurventeile AB und BC einzeln zu bestimmen.

a) Kurve AB. Man erhält sie am einfachsten durch eine Integration. Es gilt ja sicher:

$$\overline{AB} = \int_{T_1}^{T_0} \sqrt{\left(\frac{dx}{dT}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dT}\right)^2}\, dT \qquad (27)$$

Unter Benutzung der Gleichung der Bahnkurve (20) und der Beziehung (23) folgt bei Vernachlässigung der Glieder dritter und höherer Ordnung in T bzw. T_1 und nach einer Reihenentwicklung der Wurzel unter dem Integral für $\overline{AB}$:

$$\left.\begin{aligned}\overline{AB} &= r\omega\int_{T_1}^{T_0}\left(1+\frac{b}{\omega r^6}(T-T_1)\right)dT\\ &= -\omega r T_1+\frac{w}{2} = -y_{T=T_1}.\end{aligned}\right\}\qquad(28)$$

Im Rahmen der hier durchgeführten Rechnung kann man also die Strecke AB einfach durch den Betrag der Ordinate des Punktes A ersetzen.

b) Kurve BC. Sie ergibt sich nach Fig. 2 aus der Beziehung:

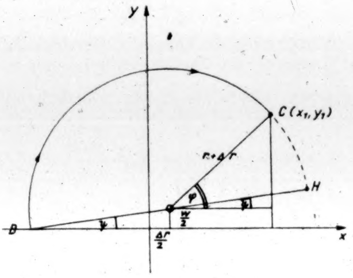

Fig. 2. Die Bahn des Ions.

$$\overline{BC} = \pi(r+\Delta r) - \overline{CH}. \qquad (29)$$

Nun gilt:

$$\overline{CH} = (\varphi-\psi)\,(r+\Delta r) \qquad (30)$$

und außerdem bis auf Glieder höherer Ordnung:

$$\varphi = \frac{y_1-\frac{w}{2}}{x_1-\frac{\Delta r}{2}};\qquad \psi = \frac{w}{2r}. \qquad (31)$$

Mithin wird

$$\overline{BC} = (r+\Delta r)\left(\pi+\frac{w}{2r}-\frac{y_1-\frac{w}{2}}{x_1-\frac{\Delta r}{2}}\right). \qquad (32)$$

Es sind nunmehr nur noch die Koordinaten x_1 und y_1 des Punktes C auszudrücken durch jene des Punktes A (x_0, y_0), um vergleichbare Verhältnisse zu erhalten. Die letzteren aber sind bestimmt durch den Schnittpunkt des Kreises:

$$\left(x_0+\frac{\Delta r}{2}\right)^2+\left(y_0+\frac{w}{2}\right)^2 = r^2 \qquad (33)$$

mit der Kurve $DAOCE$ der Fig. 1 [Gleichung (11)]. x_1 und y_1 hingegen ergeben sich als Schnittpunkt der Bahn (33) mit dem Kreis

$$\left(x_1-\frac{\Delta r}{2}\right)^2+\left(y_1-\frac{w}{2}\right)^2 = (r+\Delta r)^2. \qquad (33a)$$

Man kann annehmen, daß sich x_1 und y_1 nur um kleine Beträge Δx bzw. Δy von $-x_0$ und $-y_0$ unterscheiden.

$$\left.\begin{aligned}x_1 &= -x_0+\Delta x\\ y_1 &= -y_0+\Delta y.\end{aligned}\right\}\qquad(34)$$

Indem man Gleichung (34) in (33) einsetzt, erhält man unter Berücksichtigung von Gleichung (32) und Vernachlässigung quadratischer Glieder in Δx, Δy, Δr und w die Beziehung:

$$x_0\Delta x + y_0\Delta y = -r\Delta r. \qquad (35)$$

Und daraus folgt bei Berücksichtigung von Gleichung (11):

$$\left.\begin{aligned}\Delta x &= \Delta r\\ \Delta y &= 5\,\delta r^4\Delta r.\end{aligned}\right\}\qquad(36)$$

Mit diesen Werten für Δx und Δy ergibt sich schließlich für $\overline{BC}$ nach einfacher Umrechnung:

$$\overline{BC} = \pi(r+\Delta r)+y_0+w-\frac{11}{2}\,\delta r^4\Delta r. \qquad (37)$$

Der Abstand zweier aufeinanderfolgender Krümmungsradien Δr ist aber bekannt. Er beträgt:

$$\Delta r = \frac{mc^2 V_0}{eH^2}\,\frac{1}{r}. \qquad (38)$$

Setzt man diesen Ausdruck in Gleichung (37) ein und berücksichtigt man ferner die Beziehung (26) für w, so zeigt sich, daß beide Glieder bis aufs Vorzeichen einander gleich sind. Die zwei letzten Summanden auf der rechten Seite von Gleichung (37) heben sich also gegenseitig auf und die Gleichung vereinfacht sich noch weiter zu

$$\overline{BC} = \pi(r+\Delta r) - \delta r^5. \qquad (38\text{a})$$

Bemerkenswert an diesem Ergebnis ist nun folgendes. Durch die besondere Konstruktion der beiden Dees (Fig. 1) wird der Laufweg des Teilchens in doppelter Weise verändert. Einerseits bleiben die Mittelpunkte der verschiedenen Kreisbahnen nicht mehr genau auf der X-Achse, sondern diese sind in jedem Falle um einen Betrag $\frac{w}{2}$ nach dem jeweiligen Dee zu verschoben, unter dem sich das Teilchen gerade befindet. Das führt zu einer gewissen Verlängerung der Bahnkurve. Andererseits aber wird der Gesamtweg zwischen zwei aufeinanderfolgenden Eintrittspunkten in das elektrische Feld auch etwas

verkürzt, weil durch die Vergrößerung des Bahnradius die Schnittkurve $DAOCE$ bei E in einem etwas höheren y-Wert getroffen wird als bei A. Das Teilchen hat zwischen diesen beiden Punkten also etwas weniger als den vollen Winkelweg π zurückgelegt.

Die Rechnung zeigt nun, daß die Wegverlängerung [vorletzter Ausdruck der rechten Seite von Gleichung (37)] durch die Mittelpunktsverschiebung und die Bahnverkürzung durch die besondere Schnittform der Dees [letzter Ausdruck der rechten Seite von Gleichung (37)] sich exakt kompensieren.

In der hier beobachteten Näherung werden also die Bahnlängen zwischen zwei phasengleich liegenden Zeitpunkten aufeinanderfolgender Beschleunigungsperioden bei der besonderen Deeform der Fig. 1 gegenüber der halbkreisförmigen Konstruktion überhaupt nicht beeinflußt. Die Weglänge von A bis C beträgt ja nach Gleichung (28) und (38) offenbar genau:

$$\left.\begin{aligned}\overline{AB}+\overline{BC}&=-y_0+\pi(r+\Delta r)+y_0\\&=\pi(r+\Delta r)\,.\end{aligned}\right\}\quad(39)$$

Anders verhalten sich jedoch die Laufzeiten, die wir im nächsten Abschnitt berechnen wollen.

6. Die Laufzeit der Teilchen

Es bezeichne V die wahre Geschwindigkeit des Teilchens auf der Kreisbahn mit dem Radius r und $V+\Delta V$ die entsprechende für die Kreisbahn mit dem Halbmesser $r+\Delta r$. Im Beschleunigungsbereich zwischen A und B beträgt dann die Geschwindigkeit im Mittel $V+\frac{\Delta V}{2}$. Die Laufzeit des Teilchens von A nach C ist mithin:

$$\tau_1=\frac{\overline{AB}}{V+\frac{\Delta V}{2}}+\frac{\overline{BC}}{V+\Delta V}.$$

Und wenn man die entsprechenden Werte für $\overline{AB}$ und $\overline{BC}$ nach Gleichung (28) und (38) einsetzt:

$$\left.\begin{aligned}\tau_1&=\frac{\delta r^5}{V+\frac{\Delta V}{2}}+\frac{\pi(r+\Delta r)-\delta r^5}{V+\Delta V}\\&=\frac{\pi(r+\Delta r)}{V+\Delta V}+\frac{\delta r^5\,\Delta V}{2\,V^2}.\end{aligned}\right\}\quad(40)$$

Der Unterschied der Laufzeit des Teilchens bei der hier besprochenen Bauart der Dees gegenüber der halbkreisförmigen Konstruktion ist mithin:

$$\Delta\tau_1=\frac{\delta r^5\,\Delta V}{2\,V^2}\approx\frac{\delta\cdot e\,V_0 m^2 c^3}{2\,e^3 H^3}\,r^2.\quad(41)$$

Diese Laufzeitverlängerung werde mit der durch die relativistischen Effekte bewirkten verglichen.

Wenn die relativistische Massenzunahme nicht existierte, dann hätte das Teilchen auf dem Halbkreis die Laufzeit:

$$\tau_0=\frac{\pi r}{v_0}=\frac{\pi m c}{eH}.\quad(42)$$

Hierbei ist v_0 die klassische Geschwindigkeit des Teilchens. Bei Berücksichtigung der relativistischen Effekte bis zu den Gliedern mit $\frac{v_0^2}{c^2}$ hingegen wird die Laufzeit:

$$\tau_2=\frac{\pi r}{v_0\left(1-\frac{v_0^2}{2\,c^2}\right)}=\tau_0+\frac{\pi e H}{2\,m c^3}\,r^2.\quad(43)$$

Man erhält also für die relativistische Laufzeitverlängerung:

$$\Delta\tau_2=\tau_2-\tau_0=\frac{\pi e H}{2\,m c^3}\,r^2.\quad(44)$$

Aus Gleichung (41) und (44) zusammen folgt schließlich das von r unabhängige Verhältnis der Laufzeitverlängerungen:

$$\frac{\Delta\tau_1}{\Delta\tau_2}=\delta\,\frac{e V_0 (m c^2)^3}{\pi (e H)^4}.\quad(45)$$

Wenn man jetzt etwa δ so wählt, daß y am Rande der Dees (vom Radius R) gleich $\frac{R}{2}$ wird, dann gilt: $\delta=\frac{1}{2\,R^4}$. Für $eV_0=50000\,eV$; $H=16000\,\Gamma$ und $R=50$ cm wird für Deuteronen:

$$\frac{\Delta\tau_1}{\Delta\tau_2}=\frac{50000\cdot 1{,}6\cdot 10^{-12}\cdot(1{,}86\cdot 10^9)^3\cdot 1{,}6^3\cdot 10^{-36}}{2\cdot(50)^4\cdot\pi\cdot(4{,}8\cdot 10^{-10}\cdot 16000)^4},\qquad\frac{\Delta\tau_1}{\Delta\tau_2}=\frac{1}{64}.\quad(46)$$

Dieses Ergebnis besagt folgendes: Die Laufzeitänderungen der Teilchen, soweit sie auf die Abweichungen der Deeform von der halbkreisförmigen Gestalt zurückzuführen sind, betragen bei den angenommenen Verhältnissen nur etwa ein Vierundsechzigstel derjenigen, die schon durch die relativistischen Effekte bewirkt werden. Sie sind also den letzteren gegenüber völlig zu vernachlässigen. Es besteht deshalb kaum ein Zweifel darüber, daß man, ohne die Aufrechterhaltung der Resonanz ernsthaft zu gefährden, den Abstand der Dees nach dem Rande zu vergrößern kann, um Kapazität einzusparen. Es ist dabei nicht notwendig, etwa den Schnitt der

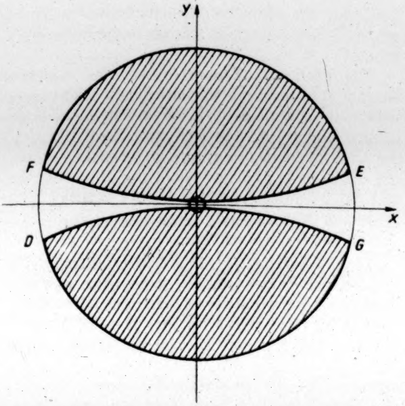

Fig. 3. Dee-Form. Symmetrische Bauart.

Dees so zu wählen, wie das in Fig. 1 angegeben wurde. Die besondere hier besprochene Form hat nur den Vorteil, daß man die Laufzeiten leicht berechnen kann und daß das Verhältnis $\Delta\tau_1/\Delta\tau_2$ nach Gleichung (45) unabhängig von r ist, während dies für andere Schnittkurven nicht zutrifft.

Für die praktische Durchführung wird es sicher bequemer sein, den Schnitt in symmetrischer Form auszuführen, wie das in Fig. 3 angedeutet ist. Als Schnittkurven *FOE* bzw. *DOG* wird man dann wählen:

$$y = \pm\, \delta x^4$$

und den Parameter δ so einrichten, daß die Entfernungen *DF* und *EG* von der Größenordnung $\frac{R}{2}$ werden.

Berlin-Dahlem, den 10. Juli 1942.

(Eingegangen 4. April 1944)

Die Richtungsabhängigkeit der Lichtabsorption von Graphit

Von W. Hoppe und G. Scheibe

In einer früheren Arbeit[1]) wurde nachgewiesen, daß das Benzolmolekül eine sehr starke Anisotropie der Lichtabsorption hat, und zwar ist der Extinktionskoeffizient um eine Zehnerpotenz größer, wenn der elektrische Vektor des Lichts in der Ringebene schwingt, als wenn er senkrecht zu dieser Ebene schwingt. Diese Eigenschaft kommt nach zum Teil unveröffentlichten Versuchen aus dem hiesigen Institut auch komplizierteren aromatischen Ringsystemen zu, soweit diese eben gebaut sind. Wie die Reihe Benzol-Naphthalin-Anthrazen-Tetrazen-Pentazen-Hexazen-Heptazen zeigt[2]), rückt gleichzeitig die starke Absorption zu immer längeren Wellen, worauf schon mehrfach hingewiesen wurde. Bei anderer Anordnung, z. B. bei Coronen, wird dieser Effekt zwar teilweise wieder aufgehoben, es spielt also nicht nur die Zahl, sondern auch die Anordnung der aromatischen Ringe eine Rolle, doch wird die Anelierung einer größeren Anzahl von Benzolkernen nach zwei Richtungen des Raumes die Absorption immer wesentlich nach langen Wellen verschieben, wie am besten Graphitkristalle zeigen, bei denen die Basisebenen aus in allen Richtungen anelierten Benzolkernen bestehen. Nach unseren Erfahrungen am Benzol und seinen höheren Homologen mußten wir daher erwarten, daß auch Graphitkriställchen eine Richtungsabhängigkeit der Lichtabsorption zeigen, so daß hochkant gestellte Graphitblättchen im linear polarisierten Licht mit elektrischem Vektor zur Basisebene schwarz erscheinen, während senkrecht zu dieser Ebene eine erheblich größere Durchlässigkeit zu erwarten wäre. Nun gelingt es zwar leicht, dünne Plättchen wegen der leichten Spaltbarkeit normal zur *C*-Achse herzustellen, während alle Versuche, dünne Schichten senkrecht zur Spaltebene, also schon zur Ebene der aromatischen Ringe herzustellen, kein genügend befriedigendes Ergebnis zeitigten. Der Nachweis der Anisotropie ist aber, wie wir zeigen konnten, möglich, wenn man sehr dünne Spaltplättchen (etwa einige 100 Å dick) unter einem Winkel gegen die optische Achse des Mikroskops neigt. Sorgt man noch durch Einbetten in ein hochbrechendes durchsichtiges Medium (z. B. Kanadabalsam) dafür, daß die Brechungsindizes von Graphit und Einbettungsmedium sich einander nähern, so kann man erreichen, daß bei Drehen des Nikols die Farbe von völlig schwarz bei Verlauf des elektrischen Vektors in der Basisebene in

1) G. Scheibe, St. Hartwig und R. Müller, Zeitschr. f. Elektrochemie **49**, 372, 383, 1943.

2) C. Clar, Aromatische Kohlenwasserstoffe und polyzyklische Systeme. Springer, Berlin 1941.

fast glasklare Durchsicht senkrecht zu dieser Richtung umschlägt. Zwischen gekreuzten Nikols zeigt dieses Blättchen starke Doppelbrechung. Die im Mikroskopphotometer gemessenen Extinktionen in diesen beiden Richtungen waren 0,2 und > 1,1. Wegen des starken Streulichtes im Mikroskop konnte die hohe Extinktion nur als untere Grenze angegeben werden, ist daher sicherlich wesentlich größer. Da die Lichtstrahlen das Spaltblättchen nicht parallel, sondern in einem gewissen Winkel ϑ zur Basisebene durchlaufen, der durch die Schrägstellung des Blättchens ($\vartheta' \sim 20°$) und den Brechungsexponentenunterschied von Graphit und Einbettungsmittel bedingt ist, verbleibt in der Richtung, in der die Absorption schwach ist, immer eine Komponente der starken Absorption parallel zur Basisebene. Die Größe dieser Komponente ist proportional $\sin^2 \vartheta$. Wir können daher vermuten, daß die Absorption des Graphits bei Durchstrahlung im polarisiertem Licht parallel der Aromatenebene und mit elektrischem Vektor senkrecht zu ihr außerordentlich gering ist, ein Ergebnis, das bei der genauen Kenntnis der sonstigen Eigenschaften des Graphits überrascht, aber als Folge der optischen Eigenschaften aromatischer Ringe heute durchaus verständlich erscheint.

Die optischen Eigenschaften des Graphits werden von uns nach verschiedenen Richtungen weiter untersucht. Vor allem erscheint es erforderlich, die anisotrope Reflexion des Lichtes an der Oberfläche des Graphits zu berücksichtigen, die ebenfalls in gleicher Richtung eine Polarisation des hindurchgehenden Lichts bewirkt.

Zusatz bei der Korrektur:

In der Zwischenzeit angestellte Versuche und theoretische Überlegungen gemeinsam mit dem theoretisch-physikalischen Institut der Technischen Hochschule München (Dr. W. Franz) zeigten, daß bei den Graphitblättchen, deren Dicke klein gegen die Wellenlänge des Lichtes ist, auch für die Reflexion besondere Verhältnisse vorliegen, so daß erst weitere Untersuchungen die quantitative Aufteilung auf Absorption und Reflexion ergeben werden.

München, Mai 1944.

(Eingegangen 19. Mai 1944)

Verantwortlicher Schriftleiter: Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1. — Druck: Bibliographisches Institut AG. — Printed in Germany.

Zur Veröffentlichung in den nächsten Heften der Reichsberichte wurden angenommen:

M. Knoll und B. Kühnreich, Berlin-Charlottenburg, Sekundäremission von Kristallphosphoren bei hohen Elektronengeschwindigkeiten. ($4^1/_2$ Spalten, 1 Figur.) Eingegangen am 18. Februar 1944.

M. Ploke, Feldeigenschaften und Strahlerzeugung in Braunschen Röhren. ($19^1/_2$ Spalten, 15 Figuren.) Eingegangen am 3. April 1944.

Zusammenfassung

Für die Strahlerzeugung in Braunschen Röhren ist die Gestaltung des elektrostatischen Feldes unmittelbar vor der Kathode von besonderer Bedeutung. In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß dieses Feld in erster Näherung nur von zwei Parametern, nämlich dem Radius r_0 des emittierenden Gebietes und der Feldstärke E_0 in der Kathodenmitte abhängt. Die Wirkung der angelegten Spannungen wird in Analogie zur Theorie der Verstärkerröhre durch den Begriff der Steuerspannung beschrieben, während die geometrische Form des Strahlerzeugungssystems durch die Einführung von vier Formkonstanten erfaßt wird. Als Funktion dieser Größen werden Beziehungen für den Strahlengang in der Nähe der Kathode und den Emissionsstrom aufgestellt, die durch eine experimentelle Untersuchung der Strahlbildung ergänzt und bestätigt werden. Die geometrischen Konstanten werden für zwei vereinfachte Erzeugungssysteme theoretisch berechnet; im allgemeinen ist man aber auf ihre experimentelle Bestimmung angewiesen, welche auch außerhalb des Vakuums an vergrößerten Systemmodellen vorgenommen werden kann. Aus den Ergebnissen werden Richtlinien für die zweckmäßige Formgebung des Strahlerzeugungssystems abgeleitet.

A. Weißfloch, Zur Wirkungsweise von Mischstufen im Dezimeter- und Zentimeterwellengebiet. ($19^1/_2$ Spalten, 7 Figuren.) Eingegangen am 6. April 1944.

Zusammenfassung

In Empfängern des Dezimeter- und Zentimeterwellengebietes werden meistens Dioden oder Detektoren als Mischstufen verwendet. Weil es zur Zeit noch nicht möglich ist, diese hohen Frequenzen direkt zu verstärken, muß auf diese Weise zunächst eine niedrigere Zwischenfrequenz gewonnen werden.

Bei nicht allzu hohen Frequenzen ist das Verhalten der Mischstufen aus ihren statischen Kennlinien errechenbar. Insbesondere aber bei Zentimeterwellen treten durch die Laufzeit der Elektronen in den Dioden und durch zusätzliche Kreisverluste im Aufbau Effekte auf, die von den statischen Kennlinien nicht erfaßt werden. Im vorliegenden Aufsatz wird nun eine allgemeine Theorie aufgestellt, die es ermöglicht, aus Kennlinienfeldern (nicht statischen), die auch bei Zentimeterwellen meßbar sind, die Wirkungsweise solcher Mischstufen für die verschiedensten Arbeitsbedingungen (Vorspannung, zwischenfrequenter Außenwiderstand usw.) zu errechnen. Die Theorie gilt für alle additiven Mischstufen und es ist für sie nicht notwendig, das Zustandekommen des Gleichrichtereffektes in der Mischstufe im einzelnen zu kennen.

Die abgeleiteten Formeln erlauben die unmittelbare Berechnung des Nutzeffektes $\eta = N_z/N_e$ (N_e = der Mischstufe zugeführte Signalleistung, N_z = von der Mischstufe abgegebene zwischenfrequente Wirkleistung) und des für die Güte der Mischstufe maßgebenden Verhältnisses $N_z/N_e N_r$ (N_r = zwischenfrequente Rauschleistung) allein aus den erwähnten Kennlinienfeldern.

E. Rexer, Beschleunigte Polymerisation durch Bestrahlung mit γ- und Röntgen-Quanten. ($15^1/_2$ Spalten, 6 Figuren.) Eingegangen am 28. Juni 1944.

Zusammenfassung

Die Polymerisation von M.-Ester in Zimmertemperatur wird durch Bestrahlung mit γ- bzw. Röntgenquanten stark beschleunigt. Voraussetzung dafür ist reinstes Ausgangsmaterial, das unter diesen Bedingungen ohne Bestrahlung praktisch keine Polymerisation zeigt. Die Beschleunigung bei Bestrahlung wird auf eine Auswirkung der durch die γ- bzw. Röntgenquanten im M.-Ester ausgelösten Photo- und Rückstoßelektronen zurückgeführt, die dort „angeregte Moleküle" — Keime — bilden.

Die Polymerisation findet nun nicht nur während der Bestrahlung selbst, sondern auch nach beendeter Bestrahlung — Nachpolymerisation — statt. Für die Polymerisation während der Bestrahlung wird explosionsartiger Verlauf gefunden ähnlich peroxydbeschleunigter Polymerisation. Der Polymerisationsgrad steigt allerdings im Verlauf der Reaktion bei isothermer Durchführung der Versuche erheblich an. Die Nachpolymerisation verläuft ebenfalls explosionsartig. Charakteristisch für die Nachpolymerisation ist eine gegenüber der Polymerisation während der Bestrahlung um etwa zwei Größenordnungen kleinere Wachstumsgeschwindigkeit. Diese ist direkt bestimmbar, da während der Nachpolymerisation keine neuen Keime gebildet werden, sondern lediglich vorhandene Ketten weiterwachsen. Aus den gewonnenen Daten ergibt sich, daß es sich bei diesem Wachstum während der Nachpolymerisation vorwiegend um Kettenverzweigung handeln muß. Die erhaltenen Polymerisate zeichnen sich durch hohes Molekulargewicht aus.

Auf die Bedeutung der kleinen Wachstumsgeschwindigkeit der Nachpolymerisation für die Eigenschaften der dabei entstehenden Polymerisate wird hingewiesen. Damit wird die gesamte Polymerisation

durch Bestrahlung von Wichtigkeit, da die Nachpolymerisation mit der Polymerisation während der Bestrahlung von Beginn an parallel verläuft.

Wie betont, handelt es sich beim vorliegenden Bericht um eine unvollständige Arbeit, die der Ergänzung bedarf. Diese Ergänzung besteht in Vervollständigung der Daten in quantitativer Hinsicht, in Erweiterung der Versuche auf verschiedene Temperaturen, in Untersuchung des Verhaltens und der Eigenschaften der fertigen Polymerisate und in der Anwendung des Verfahrens auf andere Substanzen.

M. Grützmann, Die Eignung von Stoßpendeln zur Herstellung und Messung kurzer Kontaktzeiten. ($8^3/_4$ Spalten, 9 Figuren.) Eingegangen am 1. Juli 1944.

Zusammenfassung

1. Das Stoßpendelverfahren erlaubt eine Kurzzeitmessung mit einfachen Hilfsmitteln auf rein mechanischer Grundlage.
2. Wirksame Faktoren zur Veränderung der Kurzzeit sind der Kugelradius und die Ausschlagsweite. Ein weicheres Kugelmaterial führt zur Verlängerung der Stoßzeit. Die Wirkung einer Änderung der Pendellänge ist äußerst gering (*C*).
3. Die Meßmethode erlaubt eine stetige Variation der Kurzzeit und eignet sich daher zum Auffinden von Unstetigkeitsstellen.
4. Der Meßbereich umfaßt mit Kugeln von $\varnothing = 3$ mm bis $\varnothing = 40$ mm ein Zeitintervall von $3{,}5 \cdot 10^{-6}$ bis $6{,}4 \cdot 10^{-4}$ sec.

E. Rohloff, Greifswald, Die Kathodenflamme des Hochstromkohlebogens. (8 Spalten, 5 Figuren.) Eingegangen am 14. Juli 1944.

Zusammenfassung

Aus Zeitlupenaufnahmen und aus einigen Feststellungen mehr orientierender Art über dynamische Wirkungen ergeben sich Hinweise auf den Mechanismus der Kathodenflamme von Hochstromkohlebogen. Insbesondere würden sich die an dem zentralen Teil („negative Stichflamme") beobachteten Erscheinungen nur verstehen lassen, wenn man annimmt, daß es sich hier um einen weitgehend freien Elektronenstrahl handelt, wobei allerdings die Erklärung der dabei vorauszusetzenden großen freien Elektronenweglänge Schwierigkeiten macht. Jedenfalls können die hier gesammelten Feststellungen als Unterlage für weitere theoretische Überlegungen von Nutzen sein.